

**STOSSQUERSCHNITTE
UND ZUSTANDSENTWICKLUNGEN
SCHNELLER HOCHGELADENER
IONEN BEIM DURCHGANG
DURCH FOLIEN- UND GASTARGETS**

Robert Höppler



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554819_0048

STOßQUERSCHNITTE UND ZUSTANDSENTWICKLUNGEN
SCHNELLER HOCHGELADENER IONEN BEIM DURCHGANG
DURCH FOLIEN- UND GASTARGETS

DISSERTATION DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

VORGELEGT VON
ROBERT HÖPPLER
AUS MÜNCHEN

MÜNCHEN, DEN 7. Januar 1986

1. Gutachter: Prof.Dr. H.D. Betz
2. Gutachter: Prof.Dr. R. Sizmann

Tag der mündlichen Prüfung: 28.04.1986

DISSERTATIONS- UND FOTODRUCK FRANK GmbH
8000 München 2, Gabelsbergerstraße 15, Tel. 2809090

Zusammenfassung

Beim Durchgang hochgeladener Projektilionen durch dünne Folien- oder Gastargets finden in inelastischen Stoßprozessen mit den Targetatomen Umladungs-, An- und Abregungsprozesse statt. Die dabei entstehenden Projektilzustände lassen sich nach Ladungs- und Anregungszustand klassifizieren und die Wahrscheinlichkeit für den Übergang von Zustand i in den Zustand f lässt sich durch einen Wirkungsquerschnitt ausdrücken. Es ist das Ziel dieser Arbeit, diese Stoßquerschnitte durch eine Kombination von Röntgenspektroskopie und Ladungsanalyse experimentell zu bestimmen und mittels der so gemessenen Daten folgende derzeit aktuellen Probleme zu beleuchten:

1. Elektroneneinfang: wir weisen nach, daß die Vielfachstreuungstheorie (CDWA=Continuous-Distorted-Wave-Appr.) älteren Theorien niedrigerer Ordnung überlegen ist und insbesondere die bisherige Annahme unbegründet ist, nach welcher die Drehimpulsverteilung der Endzustände bereits von Theorien 1. Ordnung richtig wiedergegeben würden.
2. M1-Übergang: in der Literatur sind bisher keine Messungen des M1-Kanals im $(2s)-(1s)$ Übergang bekannt geworden. Eine solche Messung mit S^{15+} -Ionen wird durchgeführt und zeigt innerhalb des Fehlers von $\pm 11\%$ Übereinstimmung mit der Theorie.
3. Metastabile Projektilzustände: Erzeugung und Zerfall der Zustände $(2s)$, $(1s2s)$ und $(1s2p)$ werden untersucht. Insbesondere wird erkannt, daß der $(2s)$ -Zustand im Inneren von Folien durch das Feld der Targetatome gequenchet wird.
4. Projektilzustände in Festkörpertargets: es wird erstmals gezeigt, daß Stoßquerschnitte nicht nur im Einzelstoß, sondern auch bei Kollisionen in Festkörpern sinnvoll definierbar sind und in guter Näherung die Größe der für Einzelstoß gültigen Querschnitte aufweisen. Ferner wird die bisher offene Frage nach den erstaunlich hohen Drehimpulsen angeregter Zustände nach Folien durchtritt geklärt. Insgesamt ist es damit möglich, bei nicht zu elektronenreichen Projektilen die Entwicklung der Ladungs- und Anregungszustände quantitativ darzustellen.

I.	Einleitung	1
II.	Theorie atomarer Stoßprozesse	3
II.1	Atomare Wirkungsquerschnitte	4
II.2	Anregung in gebundene und Kontinuumszustände in der 1.Born'schen Näherung (B1)	7
II.3	Elektroneneinfang im Dreikörperstoß	10
3.1	Die Oppenheimer-Brinkman-Kramers-Approximation (OBKA)	11
3.2	Die Eikonal-Approximation (EA)	14
3.3	Die Continuous-Distorted-Wave-Approximation (CDWA)	16
II.4	Strahlender Elektroneneinfang (REC) als Umkehrprozeß des Photoeffektes in der Impulsnäherung (IA)	21
II.5	Angeregte Projektilzustände	24
5.1	Raten der spontanen Übergänge zwischen H-ähnlichen Zuständen in der Dipolnäherung	24
5.2	Übergangsraten metastabiler H- und He-ähnlicher Zustände	26
5.3	Stark-Effekt	29
II.6	Quantitative Beschreibung der Entwicklung atomarer Projektilzustände beim Durchgang durch Targets	32
III	Experimente und Ergebnisse	34
III.1	Durchgeführte Experimente, Meßanordnungen	35
III.2	Röntgenspektren	39
2.1	Charakteristische Projektilstrahlung, Spektrenauswertung	39 40
2.2	REC- und 2E1-Spektren	42

2.3	Strahlintensität- und Raumwinkelnormierung; Nachweiswahrscheinlichkeit- und Absorberkorrekturen Energieverlust der Projektilionen	46 53
III.3	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten im Gastarget	54
3.1	Messung von Einfangquerschnitten unter Einzelstoß- bedingungen und Vergleich mit Theoriequerschnitten	55
3.2	Verzögerte Strahlung H-ähnlicher Projektilzustände (2s)Zerfall und Kaskadeneffekte	61
3.3	Populationsmodell für die Entwicklung von (meta- stabilen) Projektilzuständen bei zunehmender Targetdicke Zusammenfassung der Ergebnisse	65 74
III.4	Wirkungsquerschnitte und Zustandsentwicklungen in Folientargets (C)	76
4.1	Ein erweitertes Populationsmodell	77
4.2	Eingangsdaten: Wirkungsquerschnitte und Meßwerte	80
4.3	Gruppierung und Optimierung der Querschnitte	84
4.4	Angeregte Projektilzustände im Folieninneren: Doppelfolienexperiment Experiment mit beschichteten Folien Angeregte Projektilzustände hinter der Folie	87 88 90 92
4.5	Ergebnisse mit Schwefel-Projektilionen Zusammenfassung (S→C) Ergebnisse mit Magnesium-Projektilionen Zusammenfassung (Mg→C)	95 100 109 112
4.6	Populationsentwicklungen; Vergleich der Zustands- entwicklung in Folie und Gas	117
IV	Anhang Durchgeführte Experimente Verzeichnis von Abbildungen und Tabellen Atomare Maßeinheiten Ergänzungen: Formeln und Skalierungsgesetze Referenzliste	A1 A2 A3 A4 A5

Einleitung

Die ersten Berechnungen atomarer Wirkungsquerschnitte bei schnellen, inelastischen Stoßprozessen wurden zu Anfang dieses Jahrhunderts durchgeführt: Ionisation und Elektroneneinfang wurden in klassischen (Thomson, 1911 (BEA); Thomas, 1927) und quantenmechanischen Näherungsrechnungen (Bethe, 1930 und Henneberg, 1933 (PWBA); Oppenheimer, 1928 und Brinkman&Kramers, 1930 (OBKA)) behandelt. Dabei wurde das Mehrkörperproblem bei einer angenommenen kleinen Störung durch einen der am Stoß beteiligten Kerne auf ein Zweikörperproblem zurückgeführt. In der Folgezeit zeigte sich, daß die Beschreibung von Ionisations- und Anregungsprozessen im Rahmen der 1.Born'schen Näherung (Kap.II.2) zu Wirkungsquerschnitten führt, die experimentell weitgehend bestätigt werden können und in der Fachliteratur sind ab 1960 keine wesentlichen theoretischen Fortschritte auf diesem Gebiet mehr beobachtbar (s. z.B. McDowell&Coleman, 1970; Madison&Merzbacher, 1975). Das Problem des Elektroneneinfangs im Dreikörperstoß bleibt allerdings weiterhin aktuell:

Nach Einbeziehung des internuklearen Potentials in die OBK-Näherung (Born'sche N., Kap.II.3.1) schien die daraus hervorgehende FBA ("Full-Born-Appr.", auch B1, Mapleton, 1961/62) bei moderaten Projektilgeschwindigkeiten experimentelle Messungen auf diesem Gebiet weitgehend zu bestätigen. Jedoch wurde schon im gleichen Zeitraum darauf hingewiesen, daß das internukleare Potential bei hohen Projektilgeschwindigkeiten in einer korrekten Näherung keine Rolle mehr spielt (Wick, s. Jackson&Schiff, 1953; Salin, 1970) und daß bei dabei hauptsächlich beitragenden kleinen Stoßparametern eine Störungsrechnung in erster Ordnung nicht mehr ausreicht (Drisko, 1955: 2.Born'sche N.). Konsequenter Weise wurden Vielfachstoßtheorien entwickelt (Cheshire, 1964: CDWA; Belkić, 1979: CISA; Dettmann&Leifried, 1969: 2.Born'sche N.; Eichler&Chan, 1979: EA; etc.); die Bemühungen auf diesem Gebiet halten bis heute an.

Im 1. Teil dieser Arbeit (III.3.1) werden zwei neuere Theorien dieser Art (EA und CDWA, II.3.2 u. 3.3) kritisch betrachtet. Die danach berechneten Stoßquerschnitte für den Einfang eines

Target-K-Schalenelektrons in H-ähnliche Projektilendzustände, charakterisiert durch Haupt- und Drehimpulsquantenzahl n, l , unterscheiden sich teilweise deutlich (s. S.20 Abb.1) und eine klare Aussage zugunsten einer bestimmten Theorie ist erst nach Vergleich mit experimentell unter Einzelstoßbedingungen bestimmten Einfangquerschnitten möglich. Die Röntgenspektroskopie der prompten Projektilstrahlung im dünnen Gastarget erlaubt anhand der auftretenden Linienintensitäten und -verhältnisse eine Prüfung sowohl totaler, als auch schalenspezifischer Querschnitte (s.a. z.B. Rozet et al., 1984).

Im 2. Teil (III.3.2 u. 3.3) werden neben der Entwicklung langlebiger hochangeregter und metastabiler Projektilzustände auch Anregungs- und Ionisationsprozesse untersucht, die bei höheren Gasdrücken eine Rolle spielen. Ein einfaches Populationsmodell wird vorgestellt, das die im Gasstoß auftretende (Ladungs-)Zustandsentwicklung beschreibt.

Im 3. Teil (III.4) wird weiterführend die Anwendbarkeit des Einzelstoß-Konzeptes bei Stößen im Festkörper (C-Folie) überprüft. Auf diesem Gebiet sind erste Ansätze erkennbar (Bickel, 1970; Cross, 1977; Woods, 1984). Wie schon länger bekannt, zeigen sich hier verstärkt Yrast-Übergänge (Rothermel, 1982), die auch bei langsamen Stößen in Fusionsplasmen und der H-II Region im Weltraum beobachtbar sind. In diesen Fällen wird eine durch große An- und Abregungsquerschnitte bedingte statistische 1-Verteilung vermutet (Takayanagi, 1977).

In dieser Arbeit wird gezeigt, wie die 1-Verteilung angeregter H-ähnlicher S- und Mg-Projektilionen unmittelbar nach Folien-durchtritt aussieht und die wahrscheinliche Entstehungsursache durch im Festkörper sich abspielende Stoß- und Stör(Quench-)prozesse dargelegt. Dabei wird deutlich, daß die Folie auch bei relativ stark gebundenen angeregten Zuständen, ebenso wie bei hochangeregten Zuständen nahe der Kontinuumsgrenze (s. Röschen-thaler, 1983), die Besetzung vorwiegend hoher Drehimpulszustände bewirkt. Der im Festkörper auftretende Dichteeffekt (Bohr&Lindhard, 1954; Betz&Grodzins, 1970) zeigt sich auch bei Wenig-Elektronen-Projektilzuständen und wird näher dargelegt.

II. Theorie atomarer Stoßprozesse

Wir beschränken uns hier auf die Untersuchung atomarer inelastischer Stoßprozesse (An- oder Abregung, Ionisation oder Elektroneneinfang), wie sie z.B. in Fusionsplasmen, interstellaren Wolken oder der Sonnenkorona vorkommen und konzentrieren uns dabei ausschließlich auf stoßinduzierte Änderungen im Projektilsystem.

Schießen wir mit einem Schwerionenstrahl in einem wohldefinierten Ausgangszustand in Folien- oder Gastargets ein, so bilden sich in Stößen mit den Targetatomen die möglichen Endzustände (Ladungszustände, untergliedert in mögliche Elektronenkonfigurationen) in Abhängigkeit von der Targetdicke heraus. Üblicherweise werden die Wahrscheinlichkeiten für den Übergang in definierte Endzustände in der speziellen Form atomarer Wirkungsquerschnitte angegeben und damit kann die Zustandsentwicklung in mathematischer Form beschrieben werden (s. S.32).

Eine Untersuchung der Ionen-Zustände schwererer Projektilsysteme ist mit Röntgenspektroskopie und Ladungszustandsanalyse möglich und wird in dieser Arbeit an den Stoßsystemen $S \rightarrow$ leichte Gase, S , $Mg \rightarrow C$ -Folien durchgeführt. Bei Verwendung hochgeladener, hochbeschleunigter Ionen lässt sich die Zahl der möglichen Endzustände auf Wenig-Elektronen-Projektilsysteme eingrenzen und die Populationsentwicklung dabei vorwiegend auftretender H-ähnlicher Zustände kann mit atomaren Stoßquerschnitten, berechnet im Rahmen der quantenmechanischen Störungstheorie, beschrieben werden. Mögliche Reaktionskanäle sind dabei (Z Projektilkernladung)

An-, Abregung

Ionisation

Einfang

$$P^{(Z-1)*}(n_i, l_i) \rightarrow P^{(Z-1)*}(n_f, l_f)$$

$$P^{(Z-1)*}(n_i, l_i) \rightarrow P^{Z+}$$

$$P^{Z+} \rightarrow P^{(Z-1)*}(n_f, l_f)$$

(n, l Haupt- und Drehimpulsquantenzahl; i, f initial, final).

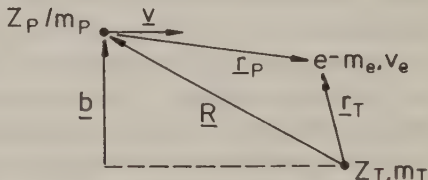
Die Berechnung dieser Stoßquerschnitte und Beschreibung der Zustandsentwicklung wird in den nachfolgenden Kapiteln kurz skizziert und dann wird (ab S.34) auf die durchgeführten Experimente näher eingegangen.

II.1 Atomare Wirkungsquerschnitte

$$[e=m_e=\hbar=1]$$

Das einfachste atomare Stoßsystem setzt sich zusammen aus Projektilkern (Ladung Z_P , Masse m_P), Elektron (Masse m_e , Geschwindigkeit im ungestörten Target- oder Projektilsystem

v_e) und Targetkern (Ladung Z_T , Masse m_T). $\underline{R}$ ist der Verbindungsvektor zwischen den Kernen, $\underline{v}$ die Projektilgeschwindigkeit und $\underline{b}$ der sogenannte Stoßparameter, der Kern-Kernabstand bei nächster



Begegnung. Referenzsystem sei das Laborsystem, in dem der Targetkern ruht. Dieser Dreikörperstoß lässt sich nur unter vereinfachenden Annahmen näherungsweise behandeln. Die für diese Studie gemachten Annahmen sind:

a) Hochgeschwindigkeitsnäherung:

Die Projektilgeschwindigkeit v sei so groß, daß der Stoß diabatisch erfolgt ($v > v_e$: "frozen orbitals", "sudden appr.") und die Projektilbahn nicht wesentlich von einer Geraden abweicht, also $\underline{R} = \underline{b} - \underline{v}t$ ist.

b) Nichtrelativistische Näherung:

Relativistische Effekte bleiben unberücksichtigt ($v \ll c$). Die Elektronen werden beim Stoß als spinlose Teilchen betrachtet.

c) Vernachlässigung der Elektronenmasse:

Die Elektronenmasse m_e wird gegenüber m_P und m_T als so klein angenommen, daß Terme der Ordnung m_e/m_P bzw. m_e/m_T in der Störungsentwicklung vernachlässigt werden können.

und zusätzlich, bei komplexeren Stoß-Systemen

- d) Anfangs- und Endzustand werden in 1.Näherung als wasserstoffähnlich betrachtet, allerdings unter Beachtung effektiver Kernladungen und Bindungsenergien. Mit der Anzahl "aktiver" Elektronen und Zustandsplätze wird skaliert.
- e) Elektron-Elektronstöße werden (bei $Z_P, Z_T \gg 1$) aufgrund der vergleichsweise schwachen Wechselwirkung und linearen Z-Abhängigkeit (Elektronendichte) als vernachlässigbar angesehen.

Die im Einzelstoßprozeß wirksamen Störpotentiale sind in der sogenannten "prior"-Formulierung der Übergangsamplitude

$$V^- = V_P = -Z_P/r_P \quad (t \rightarrow +\infty)$$

und bei Zeitumkehr (in der "post"-Formulierung)

$$V^+ = V_T = -Z_T/r_T \quad (t \rightarrow -\infty) \quad (1.1)$$

mit den Amplituden

$$T_{fi} = \int dt \langle f | V^- | i \rangle \quad \text{bzw.} \quad T_{if} = \int dt \langle i | V^+ | f \rangle .$$

i und f sind dabei Ausgangs- und Endzustandswellenfunktionen des Elektrons.

Das internukleare Potential $Z_P Z_T / R$ ist als Störpotential hier vernachlässigt worden, da es in einer Hochgeschwindigkeitsnäherung keinen nennenswerten Einfluß haben sollte (Wick in Jackson&Schiff, 1957; Salin, 1970).

Die Übergangsamplitude kann als Funktion des Stoßparameters $T_{fi}(b)$, des Ortsraumes $T_{fi}(r_P, r_T)$ (Ortsraumdarstellung) oder des Impulsübertrages $T_{fi}(q)$ (Impulsraumdarstellung) formuliert werden. Mit der Übergangsamplitude T_{fi} lässt sich der Wirkungsquerschnitt für einen atomaren Stoßprozeß, veranschaulicht durch das Verhältnis von einfallendem Teilchenstrom zu dem im

Reaktionskanal auslaufenden Teilchenstrom, folgendermaßen ausdrücken (Messiah II, 1976):

$$\sigma_{if} = 2\pi \rho(E) / v_i \int d\Omega |\pi_{fi}|^2. \quad (1.2)$$

$d\Omega$ ist das Raumwinkelelement, in das hineingestreut wird und $\rho(E)$ ist die Zustandsdichte der Teilchen pro Energieintervall im Reaktionskanal. v_i ist die Geschwindigkeit der einlaufenden Teilchen.

In erster Born'scher Näherung ist

$$\rho(E) = v_f (2\pi)^{-3}$$

und

$$\sigma_{if} = (2\pi)^{-2} (v_f / v_i) \int d\Omega |\pi_{fi}|^2. \quad (1.3)$$

Im konkreten Fall der Anregung eines Targetelektrons in Kontinuumszustände ist v_i die Geschwindigkeit des einlaufenden und v_f die Geschwindigkeit des nach auf das Elektron erfolgtem Impulsübertrag ($q = m_p |\underline{v}_i - \underline{v}_f|$) auslaufenden Projektilions. Bei der Berechnung totaler Querschnitte muß über alle unspezifizierten Ausgangszustände gemittelt und Endzustände summiert (bzw. bei Kontinuumszuständen integriert) werden.

Größenordnungsmäßig lassen sich die Maxima der atomaren Querschnitte entsprechend den geometrischen Atomquerschnitten der beteiligten Stoßpartner abschätzen, d.i.

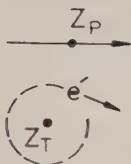
$$\sigma \approx (n^2 / Z)^2 \pi a_0^2 \quad (1.4)$$

(a_0 Bohr'scher Radius, $.529 \cdot 10^{-8}$ cm).

II.2 Anregung in gebundene und Kontinuumszustände in der 1. Born'schen Näherung

Plane-Wave-Born-Approximation (PWBA)

[$e=m_e=\hbar=1$]

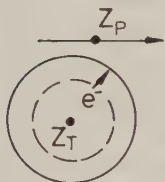


Der Hamilton-Operator des Gesamtsystems besteht aus der kinetischen Energie des Projektils, dem Hamiltonoperator des ungestörten Targetatoms (oder -ions) und dem Projektil-Störoperator

Ionisation

$$H = T_P + H_0 + V_P \quad (2.1)$$

$$V_P = -Z_P / |\underline{R} - \underline{r}|$$



Die Gesamtwellenfunktion wird in ungestörten Targetwellenfunktionen entwickelt (Mott u. Massey, 1965):

Anregung

$$\psi(\underline{R}, \underline{r}) = \sum_n f_n(\underline{R}) \varphi_n(\underline{r}) \quad (2.2)$$

$$H_0 \varphi_n = \varepsilon_n \varphi_n, \quad T_P f_n = k_n^2 / (2m_P)$$

Unter Ausnutzung der Orthogonalität der φ_n führt die Schrödingergleichung

$$H\psi = E\psi \quad \text{mit} \quad E = k_1^2 / (2m_P) + \varepsilon_i$$

bei Anregung in den gebundenen Zustand f zu (2.3)

$$(T_P - (E - \Delta\varepsilon)) f_f = -\langle \varphi_f | V_P | \psi \rangle$$

Man nähert jetzt ψ durch den Produktansatz $\psi = \varphi_i \exp(ik_1 R)$ (2.4)

wobei φ_i die ungestörte Targetwellenfunktion des Ausgangszustandes und $\underline{k}_i$ der Impuls des einlaufenden Projektils ist und erhält damit die Übergangsamplitude

$$T_{fi} = f_f(R \rightarrow \infty) = \int dR \langle \varphi_f \exp(i \underline{k}_f R) | V_P | \varphi_i \exp(i \underline{k}_i R) \rangle \quad (2.5)$$

bzw.

$$T_{fi} = v^{-1} \int dt \langle \varphi_f \exp(i \underline{k}_f R) | V_P | \varphi_i \exp(i \underline{k}_i R) \rangle .$$

Ist der Endzustand des Elektrons ein Kontinuumszustand, so kann dieser mit Coulombwellenfunktionen beschrieben werden, abhängig von Elektronenimpuls $\underline{k}'$ und den Quantenzahlen l' und m' . Der winkeldifferentielle Querschnitt (s.a. (1.3), S.6)

$$d\sigma/d\Omega = (2\pi)^{-2} (v_f/v_i) |T_{fi}|^2 \quad (2.6)$$

lässt sich vereinfacht darstellen, wenn wir den Impulsübertrag

$$\underline{q} = \underline{k}_f - \underline{k}_i$$

und den inelastischen Formfaktor

$$(2.7)$$

$$F(\underline{q}) = \langle \varphi_f | \exp(i \underline{q} \underline{x}) | \varphi_i \rangle$$

einführen.

Unter Benutzung der Bethe-Formel (Bethe 1930, s. A4) ergibt sich

$$d\sigma/d\Omega = 4Z_P(k_f/k_i) |F(\underline{q})|^2 / q^4 \quad (2.8)$$

(bei elastischer Streuung $k_f = k_i$, $q = 2k_i \sin(\vartheta/2)$, $|F|^2 = 1$) und mit

$$d\Omega = d\varphi d(\cos\vartheta) , \quad \cos\vartheta = \underline{k}_f \underline{k}_i / (k_f k_i)$$

ist

$$(2.9)$$

$$\sigma = 4(Z_P/v)^2 \iint dq/q^3 d\varphi |F|^2 .$$

Den totalen Querschnitt (in a_0^2) für den Übergang zwischen gebundenen Targetzuständen $n_i, l_i \rightarrow n_f, l_f$ erhält man durch Integration über alle zulässigen Impulsüberträge, Summation über alle Endzustände m_f und Mittelung über alle Anfangszustände m_i

$$\sigma = 4(Z_P/v)^2 \int dq/q^3 \int d\varphi \sum_{m_f} (2l_i+1)^{-1} \sum_{m_i} |F|^2, \quad (2.10)$$

wobei der minimale Impulsübertrag $q_{\min} = (\varepsilon_f - \varepsilon_i)/v$ ist und der maximale Impulsübertrag wegen des rasch abfallenden Integranden unendlich gesetzt werden darf.

Ist das Projektil ein atomares System, so muß mit einem abgeschirmten Störpotential gerechnet werden. Ein solches, in den Berechnungen leicht berücksichtigbares Potential ist (s. Mott&Massey, S.644)

$$V_P^{scr} = V_P \exp(-r_P/d) \quad (2.11)$$

(d Abschirlänge), und eine modifizierte Bethe-Formel führt uns zu der Ersetzung

$$dq/q^3 \rightarrow q dq / (q^2 + d^{-2})^2 \quad (2.12)$$

in (2.10).

Nach Firsov (1958) kann man als Abschirlänge $d = 0.885 \cdot Z_P^{-1/3} a_0$ setzen. Sie ergibt sich aus dem Thomas-Fermi-Atommodell.

Bei stoßinduzierten Übergängen zwischen gebundenen Zuständen werden optisch erlaubte bevorzugt.

Bei Anregung in Kontinuumszustände (Ionisation) und wasserstoffähnlichen Targetatomen (oder -ionen) kann man in guter Näherung jede Schale wie eine K-Schale betrachten mit der zugeordneten Kernladungszahl Z_T/n ($=v_e$, Schalengeschwindigkeit in at.E.). In der PWBA-Formulierung von Madison&Merzbacher (1975) lassen sich damit mit dem in analytischer Form gegebenen K-Schalenformfaktor (mit Coulombwellen im Endzustand) Ionisationsquerschnitte $\sigma(n)$ berechnen.

Die Abschirmung des Projektilkerns wird entsprechend (2.11) u. (2.12) berücksichtigt und bewirkt die Beschränkung des mit n ansteigenden Querschnittes auf etwa die geometrische Querschnittsfläche des Projektilatoms (s.a. Rösenthaller et al., 1983). Im Falle nicht-H-ähnlicher Targetatome (oder -ionen) müssen nach Slater (1930) gefundene oder aus Hartree-Fock-Tabellen entnommene Bindungsenergien ϵ_i verwendet und Z_T/n durch $(2\epsilon_i)^{1/2}$ (ϵ_i in at.E.) ersetzt werden.

Der Gültigkeitsbereich der PWBA ist begrenzt auf schnelle Stöße und niedrige Projektilladung:

$$v/v_e \gg Z_P/Z_T, \quad Z_P \ll Z_T \quad (2.13)$$

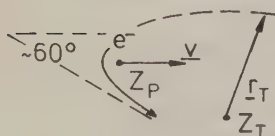
Dann kann von einer kleinen Störung des Atoms (Ions) durch das Projektil ausgegangen werden und die Näherung sollte gut sein (Henneberg, 1933).

II.3 Elektroneneinfang im Dreikörperstoß

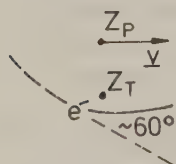
$$[e=m_e=\hbar=1]$$

Der Elektroneneinfangprozeß ist ein Dreikörperproblem und damit in geschlossener Form nicht zu behandeln. Näherungsrechnungen sind für die Grenzfälle sehr langsamer (Ausbildung von Molekülorbitalen, adiabatischer Stoßprozeß) oder sehr schneller Stöße durchführbar.

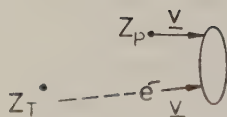
In Analogie zur planetarischen Bewegung zweier sich begegnender sehr großer Massen unter Austausch einer kleinen Masse hat Thomas 1927 ein klassisches Modell für den Elektroneneinfang entwickelt. Der Einfang lässt sich dabei in drei Teilprozesse untergliedern:



- a) Das Transferelektron wird im Feld des Projektilions in Richtung des Targetatomkerns beschleunigt.



- b) Das Elektron erfährt im Targetkernfeld eine weitere Beschleunigung und Umlenkung in Richtung Projektilbahn.



- c) Die Endgeschwindigkeit des Elektrons muß annähernd mit der Projektilgeschwindigkeit (bzw. spezifischen Schalengeschwindigkeit) übereinstimmen und Einfang erfolgt.

Das Elektron macht also den Transfer unter zwei harten Stößen, einmal mit dem Projektil- und darauffolgend mit dem Targetkern. Eine fast analoge Behandlung des Stoßprozesses (bei b Doppelstoß an beiden Kernen) erfolgt quantenmechanisch in der 2. Bornschen Näherung (Dettmann&Leibfried, 1969; Briggs&Dubé, 1980). Doch zunächst soll kurz das quantenmechanische Äquivalent zum harten Einzelstoß (a), die von Oppenheimer 1928 ($(1s) \rightarrow (1s)$) und Brinkman&Kramers 1930 entwickelte OBKA skizziert werden.

II.3.1 Coulombeinfang in 1.Born'scher Näherung nach Oppenheimer, Brinkman u. Kramers (OBKA) [$e=m_e=\hbar=1$]

Bei hohen Projektilgeschwindigkeiten ist selbst bei engen Begegnungen von Projektil- und Targetkern die Abweichung von einer geradlinigen Projektilbahn gering (Kleinwinkelstreuung). Entsprechend wird wieder der Kern-Kernabstandsvektor durch $\underline{R}=\underline{b}+\underline{v}t$ beschrieben mit dem Stoßparameter b als nächster Distanz. Gehen wir über zu sphärischen Polarkoordinaten (Polarachse gleich Strahlachse: $z=vt$) und ist die Übergangsamplitude unabhängig vom Angularwinkel φ , so ist (1.Born'sche N.)

$$\sigma = (2\pi^2)^{-1} (v_f/v_i) \int_{-1}^1 d(\cos\vartheta) |T_{fi}|^2 \quad (3.1)$$

oder mit Hilfe des Stoßparameters $b=(R^2-z^2)^{1/2}$ ausgedrückt

$$\sigma = \int d(b^2) |T_{fi}(b)|^2 \quad \text{in } \pi a_0^2. \quad (3.2)$$

Das erste Bild im vorhergehenden Abschnitt macht anschaulich klar, daß bei hohen Geschwindigkeiten v Projektilkern und Elektron einen sehr engen Stoß machen müssen, d.h. die wirklichen Stoßparameter sind in der Größenordnung des halben Transferelektron-Schalendurchmessers und der Einfang findet innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalles statt.

Die Herleitung der Übergangsamplitude erfolgt in ganz ähnlicher Weise wie unter II.2 beschrieben unter der Annahme, daß Target- und Projektilwellenfunktionen orthogonal sind:

$$T_{fi} = -i \int dt \langle \psi_f | -Z_P/r_P | \psi_i \rangle$$

mit Wellenfunktionen

$$\psi_i = \varphi_T(\underline{r}_T) \exp(-i\varepsilon_T t) \quad (3.3)$$

und

$$\psi_f = \varphi_P(\underline{r}_P) \exp(-i\varepsilon_P t + i(\underline{v}_R + v^2 t/2)) .$$

Referenzsystem ist hierbei das Laborsystem und der zusätzliche

Translationsfaktor bei ψ_f sorgt für Galileiinvarianz.

Die möglicherweise ungerechtfertigte Annahme der Orthogonalität (schon von Brinkman&Kramers 1930 diskutiert) führt nach Meinung von Lin&Soong (1978) in dieser Theorie zu den gegenüber experimentell ermittelten Querschnitten um einen Faktor 2..7 zu hohen Werten. Diese Autoren führen vor Anwendung der 1.Born'schen Näherung ein Orthonormalisierungsverfahren durch und gelangen zu einem Zusatzterm T_f^{add} mit Störpotential $V_p^{\text{add}} = -Z_p/R$. Dieses Störpotential entspricht für $Z_T=1$ dem von Bates&Dalgarno 1952/53 und Jackson&Schiff 1953 mitberücksichtigten internuklearen Potential (FBA), nicht aber für $Z_T \neq 1$ (s.a. Belkić et al., 1979). Die Kern-Kernwechselwirkung sollte bei schnellen Stößen keinen Einfluß auf den Elektronentransferquerschnitt haben (Salin, 1970); dementsprechend kann das Störpotential als Zusatzoperator, der die Nichtorthogonalität von Ausgangs- und Endzustand berücksichtigt, interpretiert werden.

Die Übergangsamplitude kann z.B. nach der von Eichler&Chan (1979, mit $Z_T^{\text{eff}}=0$) dargelegten Methode entwickelt werden.

Nimmt man als ungestörten Targetzustand eine (1s)Wasserstoffwellenfunktion, so führt deren Darstellung durch ihre Fouriertransformierte

$$\psi_{1s}(\underline{r}_T) = (2\pi)^{-3} \int d\underline{p} \exp(-i\underline{p}\underline{r}_T) 8\pi^{1/2} Z_T^{5/2} / (p^2 + Z_T^2)^2 \quad (3.4)$$

den Energienenner $(p^2 + Z_T^2)^2$ in die Amplitude ein.

Bei Einfang aus der K-Schale nichtwasserstoffähnlicher Targetatome muß Z_T^2 durch $2\varepsilon_T$ ersetzt werden mit K-Schalenbindungsenergien (in at.E.) z.B. aus Hartree-Fock-Tabellen.

Als Endresultat erhält man den Einfangquerschnitt

$$\sigma_{nlm} = 2^7 \pi^2 Z_p^2 Z_T^5 v^{-2} \int d^2 \underline{p}_\perp |g(\underline{v} + \underline{p})|^2 / (p_\perp^2 + p_o^2 + Z_T^2)^4, \quad (3.5)$$

wobei $g(\underline{q})$ die Fouriertransformierte von $\psi_p(\underline{r}_p)/r_p$ ist, $\underline{p}_\perp$ den Impulsübertrag senkrecht zur Projektilbahn repräsentiert und $p_o = (\varepsilon_p - \varepsilon_T - v^2/2)$ ist. In $g(\underline{v} + \underline{p})$ ist die Parallelkomponente von $\underline{p}$ gleich p_o .

Bei Summation über die Unterzustände m_f und l_f im Ausgangskanal kann der Querschnitt mittels der Fock'schen Summenregel (s. A4) in eine analytische Form gebracht werden:

$$\sigma_{1s \rightarrow n} = 2^{18} \pi Z_P^5 Z_T^5 n^2 A / (5v^{12}) \quad \text{in } a_0^2 \quad (3.6)$$

mit

$$A = [(1+Z_+^2) + (1+Z_-^2)]^5 \quad \text{mit } Z_{\pm} = (Z_P' \pm Z_T) / v \quad \text{und } Z_P' = Z_P / n.$$

Diese Schreibweise (s.a. Anhang A4) verdeutlicht, daß eine Verwendung von $-Z_T/r_T$ als Störpotential und Betrachtung des zeitreversen Prozesses keine Änderung im Querschnitt bewirkt ($Z_P \rightarrow Z_T$) und demzufolge keine "post-prior"-Diskrepanz auftritt (Bei der "post"-Rechnung mit der "prior"-Version (s. EA⁺) erfolgt die Mittelung und Summation über die m-Unterzustände in umgekehrter Reihenfolge und demzufolge muß das Ergebnis mit $(2l_i+1)/(2l_f+1)$ multipliziert werden).

Liegen nichtwasserstoffähnliche Ausgangs- oder Endzustände vor, so müssen bei der approximativen Beschreibung durch H-Wellenfunktionen im Zähler effektive Kernladungen $Z_P \rightarrow Z_P^{\text{eff}}$, $Z_T \rightarrow Z_T^{\text{eff}}/n_T$ (n_T Hauptquantenzahl des Elektrons im Targetatom) und im Nenner effektive Bindungsenergien ($(Z_P/n)^2 \rightarrow 2\epsilon_P$, $Z_T^2 \rightarrow 2\epsilon_T$) eingesetzt werden (s. z.B. Slater, 1930).

Die Ableitung von (3.6) nach n erlaubt eine Abschätzung bezüglich der Quantenzustände n , in die überwiegend eingefangen wird:

$$n \approx 1.53 \cdot (Z_P/v) \cdot f(Z_T^2/v^2) \quad (3.7)$$

$$\text{mit} \quad f(x) = [(1-x) + 1.43(1+x^2)^{1/2}]^{1/2} / (1+x) \approx 1.7 \cdot (1-x)^{1/2}$$

im Bereich $0.2v \leq Z_T \leq v$.

Damit ist $n = 2.39(Z_P/v)$ für $Z_T \rightarrow 0$ und $n = 1.09(Z_P/v)$ für $Z_T \rightarrow v$. Ebenso wie in anderen Hochgeschwindigkeitsnäherungen werden in engen Stößen überwiegend niedrige l-Zustände populierte (klassisch: $l = bv$ klein bei kleinen Stoßparametern b) und die Einfangquerschnitte fallen bei hohen Quantenzahlen ($n > 10$) mit n^{-3} ab (geringerer Überlapp mit 1s-Targetwellenfunktion).

II.3.2 Die Eikonalapproximation (EA)

$$[e=m_e\hbar=1]$$

In der Eikonal- oder klassischen Näherung wird die Wellenfunktion für ein Teilchen im Potential $V(r)$ folgendermaßen näherungsweise bestimmt (z.B. Messiah I, 1976):

Mit dem Ansatz

$$\psi = A(\underline{r}) \exp(iS(\underline{r})) \quad , \quad A \text{ und } S \text{ reell} \quad (3.8)$$

geht man in die zeitabhängige Schrödingergleichung und erhält als Bestimmungsgleichung für S

$$dS/dt + (\nabla S)^2/2 + V = (\nabla^2 A/A)/2 \quad .$$

Variiert die Amplitude im Stoßbereich nur schwach, dann darf die rechte Seite Null gesetzt werden und

$$S = S_0 + \int dt \quad ((\nabla S)^2/2 + V)$$

oder unter Vernachlässigung von $(\nabla S)^2$

$$S = S_0 + \int dt \quad V \quad (3.9)$$

($S \sim 1/r$, daher $(\nabla S)^2 \sim 1/r^4$ vernachlässigbar).

In der "prior"-Formulierung der EA (EA^-) folgen nun auf den harten Projektil-Elektronstoß (OBKA) weiche Stöße zwischen Targetkern (oder -ion) und Projektil-Elektronsystem. Die Wellenfunktion des Endzustandes wird dementsprechend mit einem Eikonal-Phasenfaktor modifiziert (Chan&Eichler, 1979):

$$\psi_f = \psi_f^{OBKA} \exp(-i \int_t^\infty dt' \quad (-Z_T^{eff}/r_T)) \quad (3.10)$$

mit ψ_f^{OBKA} nach (3.3), S.11. Z_T^{eff} ist die effektive Targetkernladung, z.B. abgeschirmt durch ein zweites, zurückbleibendes K-Elektron. Die Berechnung des Einfangquerschnittes erfolgt mit sonst unveränderten Größen entsprechend den Methoden der OBK-Approximation. Mit $Z_T^{eff}=0$ ist $\psi_f = \psi_f^{OBKA}$ und die EA^- geht in die OBKA über.

Die Berücksichtigung des Phasenfaktors führt zu gegenüber der OBKA um einen Faktor 0.1 bis 0.7 kleineren Einfangquerschnitten. Dieser Skalierungsfaktor hängt in komplizierter Weise von $n, l, Z_T, Z_P, Z_T^{eff}$ und v ab (Anhang A4 bzw. Chan&Eichler, 1979). In der "post"-Formulierung (EA^+) hat die Übergangsamplitude die Form:

$$T_{if} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \psi_i(t) | V_T(t) \exp(-i \int_{-\infty}^t dt' V_P(t')) | \psi_f(t) \rangle. \quad (3.11)$$

Hierbei wird der Stoß in zeitlich umgekehrter Richtung verfolgt:

Ein Projektilion mit angenommenem angeregtem Elektron nähert sich dem Targetatom mit einem freien K-Loch und ein Transfer in dieses Loch findet statt. Jetzt erfolgt zunächst ein harter Stoß mit dem Targetatom, gefolgt von weichen Stößen des sich vereinigenden Elektron-Targetsystems mit dem Projektilkern (Dubé&Eichler, 1985).

Bei ungleichen Stoßpartnern $Z_P \neq Z_T$ zeigen die in der Eikonalnäherung berechneten Querschnitte eine "post-prior"-Diskrepanz, die umso größer wird, je unterschiedlicher die Kernladungszahlen sind. In jedem Fall sollte die Forderung einer kleinen Störung am besten erfüllt sein, wenn neben einer hohen Relativgeschwindigkeit zwischen den Stoßpartnern der zunächst harte Stoß des Transferelektrons mit dem Kern der niedrigeren Ladungszahl erfolgt (siehe aber experimentelle Ergebnisse, S. 57 Tab.5). Dann ist bei dieser engen Begegnung die Störung der Elektronenwellenfunktion gering und die ungestörten Atomwellenfunktionen sind in der Übergangsamplitude verwendbar. Bei den nachfolgenden weichen Stößen (unter größeren Kern-Elektronabständen) mit dem höhergeladenen Kern ist die Störung des Elektronenzustandes ohnehin kleiner. Daneben sollte der Forderung Rechnung getragen werden, die Kollisionszeit τ_{coll} solle klein gegen die Transferzeit τ_{tr} sein (Eichler, Chan&Eichler 1979):

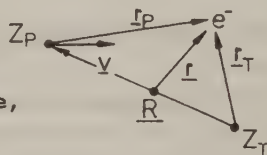
$$\tau_{coll} \approx (2/Z_T)/v < \tau_{tr} \approx 2\pi/\Delta\varepsilon \quad \text{bzw.} \quad \Delta\varepsilon < \pi v Z_T \quad (3.12)$$

$$(\Delta\varepsilon = |\varepsilon_f - \varepsilon_i| + v^2/2).$$

Für Helium als Targetgas ist diese Bedingung nicht erfüllt.

II.3.3 Die Continuous-Distorted-Wave-Approximation (CDWA) [$e=m_e=\hbar=1$]

Wieder sei hier wie in den vorangegangenen Kapiteln die Elektronenmasse m_e gegenüber Target- und Projektilkernmassen m_T und m_P als verschwindend klein angesehen. Wir beschränken uns hier auf den Stoß eines Projektilkernes (Z_P) mit einem wasserstoffähnlichen Targetatom (Z_T). Als Bezugssystem ist in Anlehnung an die Originalschriften (Cheshire, 1964; Belkić & Gayet, 1977) die Mitte der internuklearen Achse gewählt worden. Damit erhalten die ungestörten Wellenfunktionen in Anfangs- und Endzustand die Form (vgl. (3.3), S. 11):



$$\begin{aligned}\psi_i &= \varphi_T(\underline{r}_T) \exp(-i\varepsilon_T t + i(\underline{v}\underline{R}/2 + (\underline{v}/2)^2 t/2)) \\ \text{und} \\ \psi_f &= \varphi_P(\underline{r}_P) \exp(-i\varepsilon_P t + i(\underline{v}\underline{R}/2 + (\underline{v}/2)^2 t/2))\end{aligned}\quad (3.13)$$

Der den Elektronenzustand beschreibende Hamiltonoperator setzt sich zusammen aus kinetischer Energie $T_{\text{kin}} = -\nabla_r^2/2$, potentieller Energie $V_T = -Z_T/r_T$ und Störpotential $V_S = -Z_P/r_P + Z_P/R$ im Eingangskanal, beziehungsweise $V_P = -Z_P/r_P$ und Störpotential $V_S = -Z_T/r_T + Z_T/R$ im Ausgaskanal.

Die Zusatzoperatoren Z_P/R und Z_T/R stellen eine Erweiterung des bezüglich $\underline{R}$ nicht eindeutig definierten Energieoperators dar und sorgen dafür, daß die Störpotentiale hinreichend rasch abfallen (ungestörte Anfangs- und Endbindungszustände), sind aber nicht (wie fälschlich in der FBA getan - Belkić et al., 1979) als internukleare Potentiale zu interpretieren.

Beschränken wir uns zunächst auf die Behandlung des Eingangskanals. Sei $\psi(\underline{r}, t)$ die den Stoßvorgang beschreibende Gesamtelektronenwellenfunktion mit

$$(T_{\text{kin}} - Z_T/r_T + V_S - i d/dt)\psi = 0 \quad (3.14)$$

und ψ_i^g eine daran angenäherte Wellenfunktion, für die

$$\psi_i^g \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \psi_i \quad \text{und} \quad (T_{kin} - Z_T/r_T + U_i - id/dt) \psi_i^g = 0 \quad (3.15)$$

gilt mit U_i als hilfsweise eingeführtem zusätzlichen Störpotential. Damit ist die Übergangsamplitude

$$T_{fi} = -i \int dt \langle \psi | V_P + U_i | \psi_i^g \rangle = -i \int dt \langle \psi | \tilde{\psi}_i^g \rangle \quad (3.16)$$

und gesucht wird der "Ket"-Vektor $|\tilde{\psi}_i^g\rangle$.

Wir machen den Produktansatz (McDowell & Coleman, 1970)

$$\psi_i^g = \psi_i(\underline{r}_T) F_i(\underline{r}_P)$$

und berücksichtigen

$$(T_{kin} - Z_T/r_T - id/dt) \psi_i = 0 \quad (3.17)$$

Damit erhalten wir zusammen mit (3.14) eine Bestimmungsgleichung für F_i :

$$\psi_i (T_{kin} + V_P + i(\underline{v}/2) \underline{\nabla}) F_i = -(\nabla \psi_i) (\nabla F_i) \quad (3.18)$$

In nullter Näherung (Vernachlässigung der rechten Seite)

$$\text{ist} \quad (3.19)$$

$$F_i^0 = \Gamma(1-i/v) \exp(\pi/(2v)) \exp(-i(Z_P/v) \ln(vR - v^2 t)) {}_1F_1(i/v, 1, i(v\underline{r}_P + \underline{v}\underline{r}_P)).$$

${}_1F_1$ ist die konfluente hypergeometrische Funktion. Nun ist $\psi_i^g = \psi_i F_i^0$. Wählen wir jetzt $U_i = V_P - A_i$ mit $A_i \psi_i^g = -(\nabla \psi_i) (\nabla F_i^0)$, dann ist nach (3.15) $(T_{kin} - Z_T/r_T + V_P - A_i - id/dt) (\psi_i F_i^0) = 0$ und unter Berücksichtigung von (3.13) erhält man wieder die Bestimmungsgleichung (3.18) für $F_i = F_i^0$.

Offensichtlich ist die Wahl von U_i richtig und damit

$$T_{fi} = i \int dt \langle \psi | A_i | \psi_i^g \rangle = i \int dt \langle \psi | (\nabla \psi_i) (\nabla F_i^0) \rangle \quad (3.20)$$

In gleicher Weise lässt sich für den Ausgangskanal eine gestörte Wellenfunktion ψ_f^g finden, die in die ungestörte Endzustandswellenfunktion bei großer Kern-Kernseparation über-

geht. Damit ist der Einfangquerschnitt

$$\sigma_{1f} = \int d(b^2) |T_{fi}(b)|^2 \quad \text{in } \pi a_0^2 \quad \text{mit} \quad (3.21)$$

$$T_{fi} = i \int dt \langle \bar{\psi}_f^g | \bar{\psi}_i^g \rangle .$$

Die Expansion der gestörten Wellenfunktionen $\bar{\psi}^g = (\nabla\psi)(\nabla F)$ in einem vollständigen Satz von Wasserstoffwellenfunktionen zeigt, daß sie Beiträge von Kontinuumszuständen (CDWA) enthalten. Da in dieser Näherung Ein- und Ausgangskanal völlig identisch behandelt werden, gibt es keine "post-prior"-Diskrepanz und keine diesbezüglichen Einschränkungen in der Wahl von Z_P und Z_T (Dubé, 1984). Der harte Einzelstoß des Elektrons mit dem Projektilkern, wie in der Modellvorstellung der OBKA, wird hier abgelöst durch einen kontinuierlichen Stoßprozeß, an dem beide Kerne mitwirken unter gleichzeitiger Beachtung der Randbedingung ungestörter Elektronenwellenfunktionen bei großer Kern-Kernseparation. Da wieder eine geradlinige Projektilbahn angenommen und in der weiteren Entwicklung Glieder der Ordnung m_e/m_P bzw. m_e/m_T vernachlässigt, sowie nichtrelativistische Wellenfunktionen verwendet werden, ist der Geschwindigkeitsbereich auf

$Z_T/n_i, Z_P/n_f < v \ll \alpha^{-1}$, v in at.E.
eingeschränkt ($\alpha \approx 1/137$).

In dem verwendeten Rechenprogramm wird als Ausgangszustand eine (1s)Wasserstoffwellenfunktion zugrunde gelegt. Bei schwereren Targetatomen ist der in der Übergangsamplitude auftretende Energienenner (s. S.12 (3.4) und Kommentar dazu) zu modifizieren. Zusätzlich muß mit einer abgeschirmten Targetkernladung gerechnet werden.

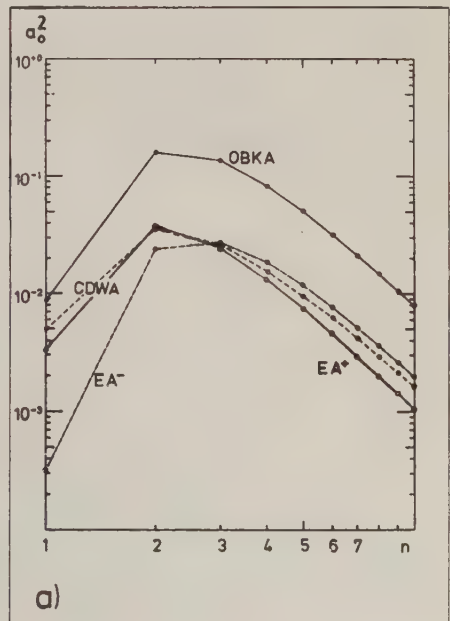
(Weiterentwicklungen: siehe Crothers, 1985)

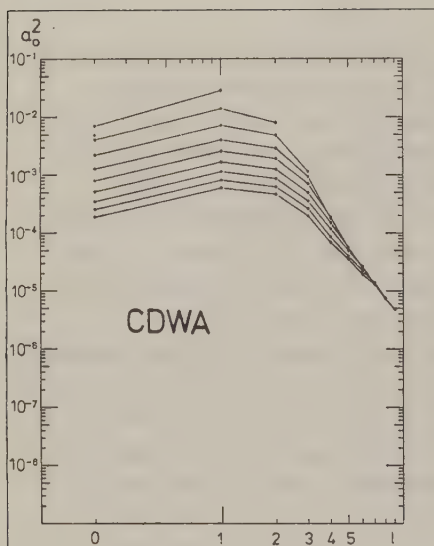
In den Abbildungen 1a..d werden die Einfangquerschnitte $\sigma(n)$ und $\sigma(n,1)$ ($n,1$ Haupt- und Drehimpulsquantenzahl), wie sie durch OBKA, EA und CDWA gegeben sind, miteinander verglichen. Nicht nur die totalen Einfangquerschnitte unterscheiden sich teilweise beträchtlich; auch die $(n,1)$ Besetzung der Endzustände differiert erheblich. Bei CDWA und EA^+ werden p-Zustände, bei EA^- d-Zustände dominant populiert. Der sonst starke Abfall hochangeregter Zustände ($n>5$) mit großen Quantenzahlen 1 ist bei der CDWA nicht beobachtbar.

Diese charakteristischen Unterschiede bleiben auch bei anderen Stoßpartnern ($Z_T=2..10$) erhalten und eine klare Aussage über die Qualität der Näherungen lässt sich nur im Vergleich mit experimentell bestimmten, unter Einzelstoßbedingungen gewonnenen Einfangquerschnitten machen (Ergebnisse und Vergleich s. S.56/57 Tab.2..6).

Abbildung 1a

Vergleich der Einfangquerschnitte nach OBKA, CDWA, EA^- und EA^+ ($125\text{MeV } S^{16+} \rightarrow N$) in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl n .

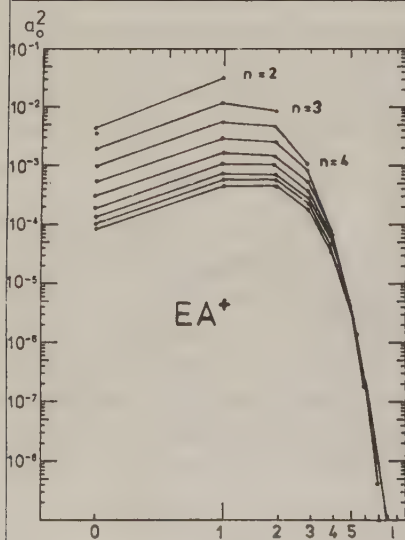




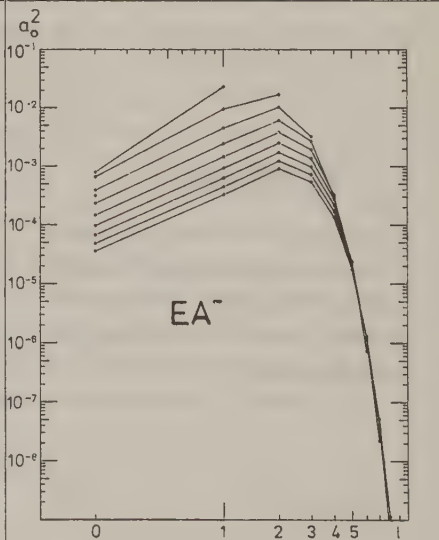
Abbildungen 1b..d

Vergleich der Einfangquerschnitte nach EA^- , EA^+ und CDWA (125MeV $S^{16+} \rightarrow N$) in Abhängigkeit von der Drehimpulsquantenzahl l .

b)



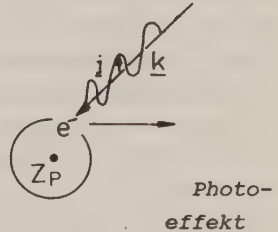
c)



d)

II.4 Strahlender Elektroneneinfang als Umkehrprozeß des Photoeffektes. Die Impulsapproximation (IA) [$e=m_e=\hbar=1$, falls nicht anders angegeben]

Der Photoeffekt wurde bereits 1957 von Bethe&Salpeter ausführlich behandelt. Berücksichtigt man die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Strahlungsfeld in niedrigster Ordnung, dann ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt bei Einwirkung elektromagnetischer Strahlung der Energie $\hbar\omega$ mit Ausbreitungsvektor $\underline{k}$, sowie Polarisationsrichtung $\underline{j}$ auf ein wasserstoffähnliches Targetsystem zu



$$\sigma_{\text{ph}} = 4\pi^2 / (\omega c) \sum_{l'm'} |\langle \psi_k | \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) \underline{j} \cdot \nabla | \psi_b \rangle|^2. \quad (4.1)$$

Dabei werden als Kontinuumswellenfunktionen ψ_k in nichtrelativistischer Rechnung Coulombwellen verwendet mit $k = (2(\hbar\omega - \epsilon_b))^{1/2}$ und den Endzustand weiter charakterisierenden Quantenzahlen l' und m' . Unter Vernachlässigung der Retardierung ($\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) = 1$) und bei Verwendung exakter Wellenfunktionen korrekter Transformation $\underline{p} = -i\nabla = \underline{r}\omega$ vereinfacht sich die Querschnittberechnung:

$$\sigma_{\text{ph}} = 8\omega\pi^2/c \sum_l |\langle \psi_k | \underline{r} | \psi_b \rangle|^2. \quad (4.2)$$

Für eine vollständig besetzte K-Schale ergibt sich damit ($\sigma_0 = 1.83 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$)

$$\sigma_{\text{ph}} = \sigma_0 (m_e c^2 / (\hbar\omega)) (\epsilon_b / (\hbar\omega))^3 f(n')$$

mit ϵ_b als Bindungsenergie und (4.3)

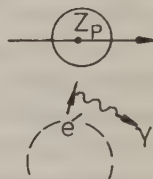
$$f(n') = \exp(-4n' \text{acot}(n')) / (1 - \exp(-2\pi n')) .$$

$n' = (\epsilon_b / E_k)^{1/2}$ ist in atomaren Einheiten Z_T/v und wird als Sommerfeld- oder Coulombparameter bezeichnet (v Elektronengeschwindigkeit im Kontinuumszustand, E_k kinetische Energie).

Unter Berücksichtigung der Retardierung ist

$$f(n') = \exp(2n' \operatorname{atan}(2n'/(1-n'^2))) / (1 - \exp(-2\pi n')). \quad (4.4)$$

Davon ausgehend kann der Wirkungsquerschnitt für den Umkehrprozeß, Einfang eines freien Elektrons mit Impuls $\underline{p}$ in eine leere Atom-K-Schale unter Photoemission, mit Hilfe des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts berechnet werden. Danach ist bei realen, spinunabhängigen Potentialen die Übergangswahrscheinlichkeit (-amplitude) bei zeitreversen Prozeß dieselbe (s. z.B. Hasted, 1964, S.57). Die Normierung des Wirkungsquerschnittes auf ein- und im Reaktionskanal auslaufende Teilchenströme $\sigma \sim p_f/p_i$ ($p_f = m_e v$ End- und $p_i = \hbar\omega/c$ Ausgangsimpuls) führt bei jetzt umgekehrten Strömen zu ($\sigma_0/2 = 9.165 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$)



REC

$$\sigma_{\text{rev}}(n') = \sigma_{\text{ph}} p_i^2 / p_f^2 = \sigma_0 / 2 \cdot (n'^3 / (1+n')^2)^2 f(n'). \quad (4.5)$$

Im Projektilkern-Targetatomstoß ist das Elektron gebunden und besitzt eine charakteristische Impulsverteilung. Ist die Projektilgeschwindigkeit v groß gegen die targetinterne Elektronengeschwindigkeit ($n' < 1$), so erfolgt der Stoß näherungsweise diabatisch und die Impulsapproximation ist anwendbar:

$$d\sigma_{\text{REC}}/d(\hbar\omega) = \langle \varphi_T | \sigma_{\text{rev}} \delta(\hbar\omega + \varepsilon_P - \varepsilon_T - v^2/2 - v \underline{p}_T) | \varphi_T \rangle \quad (4.6)$$

(REC: Radiative Electron Capture).

Die Integration erfolgt über den Impulsraum des Targetatomes; die δ -Funktion garantiert dabei Energieerhaltung:

$$\hbar\omega = v^2/2 - (\varepsilon_P - \varepsilon_T) + v \underline{p}_T. \quad (4.7)$$

Die spektrale Verteilung ist bei $\hbar\omega_0 = v^2/2 - (\varepsilon_P - \varepsilon_T)$ zentriert ($\varepsilon_P, \varepsilon_T < 0$) und zeigt eine Dopplerverbreiterung, reflektiert also die Elektronenimpulsverteilung im Targetatom (Kleber&Jakubassa,

1975). Die δ -Funktion ergibt sich durch Übergang von der Ortsraumdarstellung unter Berücksichtigung der Translationsfaktoren (S.11 (3.3) bzw. S.16 (3.12)) in die Impulsraumdarstellung. Ist v wesentlich größer als p_T und damit $n' = Z_T / |\underline{v} + \underline{p}_T|$ annähernd konstant, dann lässt sich in einer Peaking-Näherung über die Impulskomponenten senkrecht zur Projektilbahn (mit $\sigma_{\text{rev}}(n') = \text{const}$ angenommen) integrieren und

$$d\sigma_{\text{REC}}/d(\hbar\omega) = \int dp_z \sigma_{\text{rev}}(n') \cdot C(p_z) \cdot \delta(\hbar(\omega - \omega_0) - vp_z) \quad (4.8)$$

mit

$$n' = Z_T / (v + p_z)$$

und

$$C(p_z) = \iint dp_x dp_y |\varphi_T(\underline{p}_T)|^2 \quad (4.9)$$

als Comptonprofil.

Die Winkelverteilung der REC-Strahlung entspricht der eines klassischen Dipoloszillators, ausgerichtet entlang der Bewegungsachse:

$$\sigma_{\text{REC}}(\vartheta) = 3\sigma_{\text{REC}}(\sin\vartheta)^2 / (8\pi), \quad \sum_j (\underline{j} \cdot \underline{v})^2 = (\sin\vartheta)^2 \quad (4.10)$$

($\underline{j}$ Polarisierung).

Stoßparameter- oder Behandlung im Rahmen der 1.Born'schen Näherung findet man in Kleber&Jakubassa, 1975, in einer weiterentwickelten Näherung z.B. in Jakubassa-Amundsen et al., 1984 (SPBA: Strong-Potential-Born-Approximation). Zur Winkelverteilung s.a. Spindler et al., 1979 und Anholt et al., 1984.

II.5 Angeregte Projektilezustände

II.5.1 Raten der spontanen Übergänge zwischen H-ähnlichen Zuständen. Die Dipolnäherung [$e=m_e=\hbar=1$]

Bei Berücksichtigung des Zustandsraumes des freien Feldes besteht der Hamiltonoperator aus drei Gliedern, dem Teilchenoperator, dem Feldoperator und einem Wechselwirkungsterm (Messiah II, 1976):

$$H=H_T+H_F+H_{WW} . \quad (5.1)$$

Der Wechselwirkungsterm wird durch Photonenerzeugungs- und -vernichtungsoperatoren dargestellt mit der Feinstrukturkonstante ($\alpha=1/137$) als Kopplungsglied. In einfachster Näherung wird der Teilchenimpuls $\underline{p}$ durch $\underline{p}-\underline{A}/c$ ersetzt und Terme der Größenordnung $\underline{A}^2$ werden vernachlässigt, wobei $\underline{A}$ das Photonenfeld, entwickelt im Ortsraum des atomaren Systems ist:

$$H_{WW}=-(\underline{p}\underline{A}+\underline{A}\underline{p})/2 . \quad (5.2)$$

Untersuchen wir die spontane Abregung eines Zustandes i in einen Zustand f unter Emission eines Photons in Ausbreitungsrichtung $\underline{k}$ ($k=\omega/c$, $\omega=\epsilon_i-\epsilon_f$) mit Polarisierung $\underline{j}$. Die Übergangsrate ist (s.a. II.4) in nichtrelativistischer Näherung

$$R_{if}=2\omega/c^3 |\langle \varphi_f | \exp(i\underline{k}\underline{r}) \underline{j} \underline{\nabla} | \varphi_i \rangle|^2 . \quad (5.3)$$

Dabei ist eine Feldentwicklung von $\underline{A}$ und $\underline{p}=-i\underline{\nabla}$ gemacht worden. φ_i , φ_f sind Ausgangs- bzw. Endzustandswellenfunktion. In der Dipolnäherung wird approximativ $\exp(i\underline{k}\underline{r})=1$ gesetzt, d.h. angenommen, daß die Wellenlänge des Photons groß gegen den räumlichen Abstand der beteiligten Niveaus ist. Verwendet man im weiteren exakte (z.B. wasserstoffähnliche) Wellenfunktionen, dann ist wieder die Ersetzung von $\underline{\nabla}=i\underline{p}$ durch

$i\omega_r$ erlaubt und

$$R_{if} = 4/3 (\omega/c)^3 |\langle \varphi_f | z | \varphi_i \rangle|^2 = 4/3 (\omega/c)^3 \langle z_{fi} \rangle^2 \quad (5.4)$$

Die Polarisierung ist mit einem Faktor 2, Abstrahlung in eine beliebige Raumrichtung durch $1/3$ berücksichtigt worden (Kuckuk, 1977).

Die mittlere Lebensdauer des Niveaus i ist

$$\tau_i = (\sum_f R_{if})^{-1} \quad (5.5)$$

Mit Wasserstoffwellenfunktionen und Quantenzahlen n_i, l_i im Ausgangs-, n_f und l_f im Endzustand ist

$$R_{if} = 2.68 \cdot Z^4 (1/n_i^2 - 1/n_f^2)^3 \max(l_i, l_f) \langle r_{fi} \rangle^2 / (2l_i + 1) \quad (5.6)$$

in $1/\text{ns}$.

Das Verzweigungsverhältnis für den Übergang von Zustand i (n_i, l_i) in den Zustand f (n_f, l_f) ist gegeben mit

$$V_{if} = R_{if} / (\sum_f R_{if}) \quad (5.7)$$

Der Überlapp der Winkelanteile wird Null für $|l_i - l_f| \neq 1$ und bestimmt damit die Auswahlregel für Dipol($E1$ -)Strahlung: $\Delta l = \pm 1$. Dipolübergänge erfolgen bei mehreren Zerfallsmöglichkeiten ($M1, E2$ etc.) am schnellsten. Falls $|\Delta l| \neq 1$, so findet in der Regel ein wesentlich langsamerer Zerfallsprozeß (eventuell außerhalb des Beobachtungsraumes) statt, die Lebensdauer des Niveaus wächst (metastabile Zustände).

II.5.2 Übergangsraten metastabiler H- und He-ähnlicher Zustände

In der Dipolnäherung sind relativistische Effekte und Retardierung vernachlässigt worden. Sind jedoch Dipolübergänge aufgrund der Auswahlregeln verboten (z.B. $|\Delta l| \neq 1$ oder Interkombinationslinie), so werden wesentlich schwächere Übergänge höherer Ordnung wichtig. In den Berechnungen wird von der relativistischen Dirac-Theorie für Elektronen ausgegangen und die Übergangsrate ist (Scofield, 1975)

$$R_{if} = \alpha \omega / (2\pi) \langle \underline{u}_f(\underline{p}+\underline{k}) | \underline{m}_e \underline{c} \underline{a} | \underline{u}_i(\underline{p}) \rangle^2 \quad (5.8)$$

mit $\underline{u}_i$, $\underline{u}_f$ als Dirac-Spinoren und $\underline{a}$ als relativistischem Dirac-Operator ($\underline{u}_i$, $\underline{u}_f$, $\underline{a}$ sind Vierervektoren und -matrix; $\alpha = 1/137.035987$). Integriert wird in dem "Braket" über $\underline{p}$ (Impulsraumdarstellung). In der Näherungsrechnung wird bis zur gewünschten Ordnung in $(Z\alpha)$ entwickelt.

Nach klassischen Überlegungen lassen sich die Raten für Wenig-Elektronensysteme abschätzen (Marrus&Mohr, 1978):

Elektrischer Übergang	$R_{EL} \sim \alpha (Z\alpha)^{2L+2}$	
Magnetischer Übergang	$R_{ML} \sim \alpha (Z\alpha)^{2L+4}$	(5.9)
Zweiphotonenübergang	$R_{2E1} \sim \alpha^2 (Z\alpha)^6$	

(in $m_e c^2 / \hbar \approx 7.77 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$; L Multipolordnung).

Allerdings werden bei zunehmender Kernladungszahl relativistische Effekte (oben unberücksichtigt) immer wichtiger. Die Auswahlregeln werden bei einem ungestörten atomaren System durch Invarianzprinzipien bestimmt:

Drehimpulserhaltung	$ J_i - J_f < L < J_i + J_f$
Paritätserhaltung	$\pi_i = \pi_f \pi_{EM}; \quad \pi_E = (-)^L, \quad \pi_M = (-)^{L+1}$

(J_i , J_f Drehimpulse der Atomzust., L - des Photons; π Parität, i, f für initial, final).

Wasserstoffähnliche Atome

Das (2s)-Niveau im wasserstoffähnlichen Zustandssystem ist metastabil.

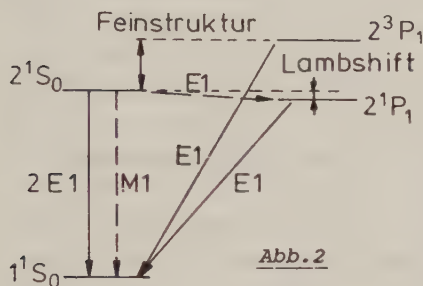


Abb. 2

Ein E1-Übergang ist nicht erlaubt, da (2s) und (1s) gleiche Parität besitzen, ein E2-Übergang in der (nicht-relativistischen) Pauliapproximation auch nicht möglich, da $l_i=0 \rightarrow l_f=0$. Der M1-Übergang ist auch verboten, da die beteiligten Radialwellenfunktionen orthogonal sind. Diese Orthogonalität

wird allerdings in der relativistischen Theorie aufgehoben und die sich ergebende Rate ist (Papia&Johnson, 1982)

$$R_{M1} = 2.53 \cdot 10^{-6} Z^{10} \text{ 1/s} .$$

Der aufgrund der Lambshift mögliche E1-Übergang zum (2p)-Niveau und damit in den Grundzustand hat eine Rate (Marrus&Mohr, 1978)

$$R_{E1} = 2.00 \cdot 10^{-10} Z^{10} \text{ 1/s}$$

und ist damit gegenüber dem M1 vernachlässigbar.

Der für $Z \leq 45$ dominante Zerfallsmodus (Marrus, 1973) ist allerdings ein $2E1$ -Übergang in den Grundzustand (Papia&Johnson, 1978)

$$R_{2E1} = 8.16 \cdot Z^6 \text{ 1/s} .$$

Ein Paritätswechsel zwischen den Übergangsniveaus muß hierbei nicht stattfinden, da die Summe der Drehimpulse der zwei emittierten Photonen Null ergibt. Der Zerfall erfolgt über virtuelle Zwischenzustände. Das Energiespektrum (S.45 Abb.8) ist

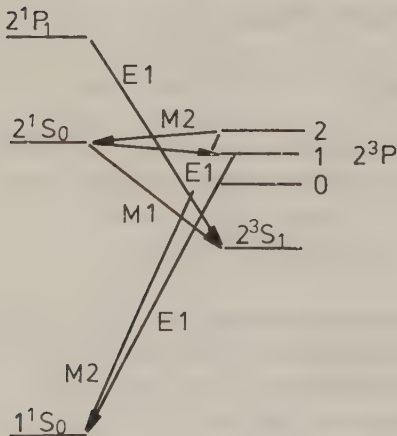
symmetrisch zu $\Delta\epsilon/2$ mit Maximalenergie $\Delta\epsilon$. Damit reduziert sich die Strahlungsausbeute für den M1 auf

$$R_{M1}/(R_{M1}+R_{E1})=1/(1+3.23 \cdot 10^6 Z^{-4}) \quad (5.10)$$

Heliumähnliche Atome

Spin-verbotene Übergänge (Interkombinationslinien)

Mit steigender Kernladungszahl zeigt sich eine wachsende Mischung von Zuständen mit $J_i=J_f$ und $S_i \neq S_f$ (z.B. $2^1P_1 \rightarrow 2^3S_1$). ($J=L+S$ oder Σ_j Drehimpulsquantenzahl, S Spinquantenzahl)



Je weniger der Gesamtspin S eine gute Quantenzahl ist, also Spin-Orbit- und andere Wechselwirkungen verstärkt auftreten, desto eher sind entsprechende "verbotene" Übergänge erlaubt (z.B. wegen Mischen von 2^3P_1 mit 2^1P_1 Zerfallsmöglichkeit $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$).

Abbildung 3

Interkombinationsübergänge bei S^{14+} ($Z=16$) (s.a. S.68 Abb.16 u. S.69 Tab.11).

(Literatur s. Marrus, 1973)

II.5.3 Der Stark-Effekt

Im Festkörper werden gebildete angeregte Zustände durch die wirksamen Restfelder der teilabgeschirmten Targetkerne gestört. Dieser Effekt lässt sich im Labor durch hohe Magnetfelder, die Ionen in angeregten Zuständen passieren, simulieren (z.B. Rau, 1980). Die effektiv erreichbaren Feldstärken $E=(e/c)v \times B$ liegen bei 10^8V/cm .

Gehen wir zunächst von einem homogenen Feld senkrecht zu v aus. Die Axialsymmetrie des Problems legt nahe, parabolische Wellenfunktionen, gekennzeichnet durch die Hauptquantenzahl n , die parabolischen Quantenzahlen n_1 und n_2 und die magnetische Quantenzahl m , zu verwenden (Hickman, 1983).

Liegt das Feld in z -Richtung, so ist bei $n_1 > n_2$ eine Elektronendichteanhäufung für $z > 0$, bei $n_1 < n_2$ für $z < 0$ feststellbar.

Weiter gilt

$$|m|=0 \dots n-1 \quad \text{und} \quad n=n_1+n_2+|m|+1 \quad (5.11)$$

Die Energieverschiebung der einzelnen Niveaus im wasserstoffähnlichen Atomsystem bei der Feldstärke F (in at.E.) ist in erster, zweiter, dritter und höherer Ordnung berechnet worden (Bethe&Salpeter, 1957). Bis zur zweiten Ordnung ist

$$(Z'=Z/n; \epsilon_0=-Z'^2/2) \quad (5.12)$$

$$\epsilon = \epsilon_0(1-3F(n_1-n_2)/Z'^3 + F^2(2.1n^2 - .38(n_1-n_2)^2 - 1.1m^2 + 2.4)/Z'^6) \quad .$$

Für $n=2$ gibt es die Zustände

$m=0$	$n_1=1$	$n_2=0$
	$n_1=0$	$n_2=1$
$m=\pm 1$	$n_1=0$	$n_2=0$

und damit in linearer Näherung eine Aufspaltung des $m=0$ Niveaus.

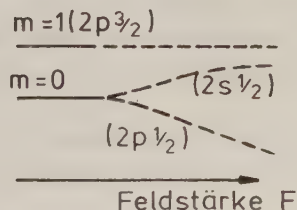


Abbildung 4

Bei wasserstoffähnlichen Ionen mit Feinstrukturaufspaltung beobachtet man eine zusätzliche Aufspaltung des $2p_{1/2}$ -Niveaus in eine nahezu unverschobene Komponente und eine Komponente, die mit zunehmender Feldstärke zu geringeren Bindungsenergien verschoben wird. Die durch die Lamb-Shift bedingte geringe Wahrscheinlichkeit eines Überganges von $2s_{1/2}$ nach $2p_{1/2}$ (Abb.2 S.27) erhöht sich durch die Vergrößerung der Energiedifferenz im elektrischen Feld (s. (5.6): $R_{\text{at}} \sim (\Delta E)^3$). Eine zeitabhängige Störungsrechnung 1.Ordnung bezüglich des Mischzustandes $\psi = s(t)|2s_{1/2}\rangle + p(t)|2p_{1/2}\rangle$ (Kugel et al., 1972) führt zu einer Zerfallsrate des $2s_{1/2}$ von

$$R = R_p |V/\hbar|^2 / (\omega_{sp}^2 + R_p^2/4) \quad (5.13)$$

mit

$$V = \langle 2s_{1/2} | e \underline{E} \underline{r} | 2p_{1/2} \rangle = 3^{1/2} e E a_0 / Z ,$$

wobei R_p die spontane Rate des Überganges $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$, E die Feldstärke und ω_{sp} die Lamb-Shift-Kreisfrequenz darstellt. Zusätzliche Mischung mit $2p_{3/2}$ führt wegen der vergleichsweise großen Feinstrukturaufspaltung zu unwesentlichen Korrekturen. Im Festkörper treten im Innerschalenbereich der Targetatome (lokal stark variierende) atomare Felder in der Größenordnung

$$5 \cdot 10^9 Z/a^2 \text{ V/cm. (d.i. } F \approx 2) \quad (5.14)$$

(Z effektive Targetkernladung, a in a_0 Abstand der Valenzelektronen vom Targetkern, bei Kohlenstoff $a \approx 1.4$) auf und eine starke Mischung der Schalenunterzustände ist zu erwarten, die Auswahlregeln verlieren an Gültigkeit.

Betrachtet man den Fall, Stark-Effekt vergleichbar Feinstrukturaufspaltung, genauer, so beschränken sich die Auswahlregeln auf

$$\begin{aligned} \Delta m &= 0 \quad \text{für Strahlung mit Polarisierung parallel zum Feld } (||) \\ \Delta m &= \pm 1 \quad \text{für Strahlung mit Polarisierung senkrecht zum Feld } (\perp) \end{aligned}$$

Die Übergangsraten lassen sich für Ly-Übergänge (Endzu-

stand: $n=1, n_1=n_2=m=0$) mit Hilfe der entsprechenden Übergangsraten R_{Pol} im Polarkoordinatensystem ausdrücken:

$$R(n_1, n_2)_{||} = R_{Pol}^N (n_1 - n_2)^2, \quad R(n_1, n_2)_{\perp} = R_{Pol}^N (n_1 + 1) (n_2 + 1)$$

mit normalisierten Raten

$$R_{Pol}^N = R_{Pol} / (n^3 - n) \quad (5.15)$$

Nach (5.11) ergeben sich gleich viele Zustandsplätze wie in Polarkoordinaten ($\sum_1 (2l+1) = n^2$; keine Berücksichtigung des Elektronenspins).

Berechnet man die Raten in parabolischen Koordinaten entsprechend (5.15), addiert getrennt Parallel- und Senkrechtkomponenten und wichtet letztere mit einem Faktor 2, so ergeben sich gerade wieder die Raten in Polarkoordinatendarstellung:

$$\Delta m = 0 \quad R_{||} = \sum_{n_1, n_2} R(n_1, n_2)$$

$$\Delta m = \pm 1 \quad R_{\perp} = \sum_{n_1, n_2} R(n_1, n_2)$$

$$\Delta m = \pm 2, \pm 3 \text{ etc. verboten} \quad (5.16)$$

$$R_{||} + 2R_{\perp} = n(n+1)(n-1)R_{Pol}^N = R_{Pol}.$$

Macht man nun die Annahme, daß jedes Stark-Level einer Schale die gleiche Besetzungswahrscheinlichkeit hat, so führt das zu einem Anteil

$$f = (3n-2)/n^2 \quad (5.17)$$

an angeregten Zuständen (charakterisiert durch die Hauptquantenzahl n), der mit der bekannten Rate R_{Pol} in den Grundzustand ($1s$) spontan übergeht.

II.6 Quantitative Beschreibung der Entwicklung atomarer Projektilzustände beim Durchgang durch Targets

Durchdringen schnelle Ionen Folien- oder Gastargets, so finden in inelastischen Stößen mit Targetatomen Umladungs-, Ab- und Anregungsprozesse im Projektilsystem statt. Die dabei bewirkte, von der Targetdicke x abhängige Entwicklung der Ladungszustände, eventuell weiter untergliedert nach Anregungsgrad (Zustände P_k , $k=1..n$), lässt sich mit Hilfe atomarer Wirkungsquerschnitte mit dem linearen Differentialgleichungssystem (Betz, 1972)

$$dP_i/dx = \sum_j (P_j \sigma_{ji} - P_i \sigma_{ij}) , \quad \sigma_{ii} = 0 \quad \forall i \quad (6.1)$$

beschreiben. Dabei gibt der Stoßquerschnitt σ_{ij} die Wahrscheinlichkeit an, mit der der Zustand P_i in den Zustand P_j übergeht. Eine direkte Integration von (6.1) ist bei Zwei- (Anhang A4) und Dreikomponentensystemen (Allison, 1958) möglich.

Bei einem größeren, aus n Komponenten bestehenden Projektilsystem sind bis zu $n^2 - n$ Querschnitte zu berücksichtigen und bei der Integration muß auf numerische Hilfsmittel zurückgegriffen werden.

Allgemein lässt sich die Zustandsentwicklung als stark gedämpfter Einschwingvorgang verstehen mit bei großer Targetdicke sich einstellender Gleichgewichtszustandsverteilung, beschrieben durch

$$\sum_j P_j \sigma_{ji} = P_i \sum_j \sigma_{ij} = P_i \sigma_{i\text{loss}} \quad \forall i \quad (6.2)$$

Das Gleichungssystem lässt sich (z.B. nach dem Cholesky-Verfahren) exakt lösen.

Eine direkte experimentelle Bestimmung der Querschnitte ist nur möglich bei Einschuß mit einem speziellen Zustand P_k in

ein dünnes Target (Dicke Δx); dann ist

$$P_i / \Delta x = P_k \sigma_{ki} , \quad (6.3)$$

solange sich P_k nicht wesentlich ändert ($\Delta P_k \ll P_k$), bzw. solange

$$(\sum_i \sigma_{ki}) \Delta x \ll 1 \quad (6.4)$$

ist.

III. Experimente und Ergebnisse

Die Untersuchung erstreckt sich auf (Ladungs- und Quanten-)Zustandsänderungen schneller, hochgeladener Schwefel-(u. Magnesium-)Projektilionen bei und nach dem Durchtritt durch Gas-(He, CH₄, N₂, Luft, Ne) und Folientargets (C).

Die Wahl der Stoßpartner erfolgte aus pragmatischen Gründen:

- a) Die stoßinduzierte Projektilstrahlung kann mit einem Si(Li)Röntgendetektor mit guter Auflösung und hoher Nachweiswahrscheinlichkeit gemessen werden.
- b) Elektroneneinfang erfolgt hauptsächlich in angeregte Projektilzustände ($n=2..10$, n Hauptquantenzahl) und erlaubt Untersuchungen an dabei auftretenden n - und l -Besetzungen.
- c) Der zur Verfügung stehende Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger erlaubt genügend hohe Projektilgeschwindigkeiten ($12.5v_0$ bei S¹⁶⁺, $13.6v_0$ bei Mg¹²⁺, $v_0 = \alpha c$ Bohr'sche Geschwindigkeit). und liefert Einschußladungszustände in ausreichender Quantität.
- d) Die hohen Projektilgeschwindigkeiten und die Asymmetrie der Stoßpartner ($Z_T < Z_P$) erlauben die Verwendung störungstheoretisch berechneter Stoßquerschnitte.
- e) Kohlenstoff-Targetfolien können dünn genug hergestellt werden (bis $1\mu\text{g}/\text{cm}^2$), so daß Nichtgleichgewicht-Zustandsentwicklungen beobachtet werden können.

Bei 11.4(10.9)MV Terminalspannung werden einfach negativ geladene S-(Mg-)Ionen (aus einer Sputterquelle) durch eine ca.

$4\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke C-Folie in der Mitte der Beschleunigerstrecke (Terminal) umgeladen (mittlere Ladung $\bar{q} \approx 8(6)^+$ und weiterbeschleunigt. Der im Ladungsgemisch mit etwa $10(7)\%$ vorhandene Zustand $10(8)^+$ hat damit die gewünschte Endenergie $125(110)$ MeV und wird durch einen 90° -Analysiermagnet ausselektiert. (Ein $125\text{MeV } S^{16+}$ -Strahl kann auch bei 10.8MV Terminalspeisung durch Einschub einer weiteren Stripperfolie im letzten Drittel der Beschleunigungsstrecke geliefert werden; der Zustand 11^+ hat dann bei annähernd gleicher Intensität die gewünschte Endenergie).

Hinter dem 90° -Magneten erfolgt eine nochmalige Umladung ($\bar{q} \approx 14(10)^+$) in einer bis zu $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken C-Folie mit Ausbeuten von etwa 20% S^{15+} und 6% S^{16+} (4% Mg^{12+}). Energieverlust und "Stragglings" sind dabei noch vernachlässigbar klein. Der gewünschte Ladungszustand wird nun mit einem Schalt-Magnet selektiert und am Meßplatz mit bis zu 10^{10} Teilchen/s zur Verfügung gestellt. Bei S^{16+} beträgt der Teilchenstrom am Experimentierplatz ca. 2% des am Terminal gemessenen Stromes.

III.1 Durchgeführte Experimente, Meßanordnungen

Die Experimente mit Gas- und Folientargets sind gemacht worden, um

- a) die Einfangquerschnitte und damit verbundene $(n,1)$ Besetzung H-ähnlicher Projektilendzustände, wie sie von EA und CDWA gegeben werden,
- b) das nach QED-Rechnungen gegebene Ratenverhältnis der Übergänge $(2s) \xrightarrow{M1} (1s)$ und $(2s) \xrightarrow{2E1} (1s)$ bei S-Ionen
- c) und die Anwendbarkeit des Einzelstoßkonzeptes bzw. die Möglichkeit einer Beschreibung der Zustandsentwicklung mit Hilfe von Wirkungsquerschnitten im Falle von Folientargets

zu prüfen. Die dazu notwendigen Meßanordnungen werden hier kurz dargestellt:

Messung prompter, Folien-induzierter Projekttilstrahlung

Die Meßanordnung besteht aus

- 1 Kollimatorblenden
- 2 Targetfolie
- 3 Cup mit Gegenspannungselektrode
- 4 Antistreublende
- 5 Si(Li)-Röntgendetektor
- 6 Ge-Teilchendetektor

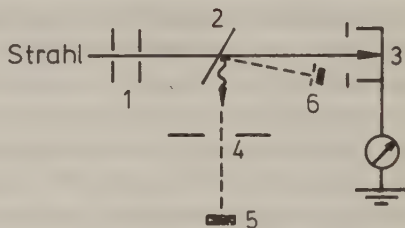


Abbildung 5a

Der Röntgendetektor ist auf die Strahlaustrittsseite des Targets gerichtet, um die Absorption der hinter dem Target emittierten Strahlung durch die Targetfolie auszuschalten. Die Absorption der Strahlung aus dem Folieninneren kann durch Beobachtung unter Vorwärtswinkeln verringert werden; dadurch wird die effektive Foliendicke vermindert und gleichzeitig durch die Doppler-Energieverschiebung weniger stark absorbiert.

Messung prompter Strahlung im Gastarget

Die Meßanordnung besteht hier aus

- 1,3,5 wie oben
- 2 Eintrittsblende zum Gasraum
- 4 Abschluß durch C-Folie
- 6 Sichtstrecke des Detektors
- 7 Sichtstrecke-definierende Blende

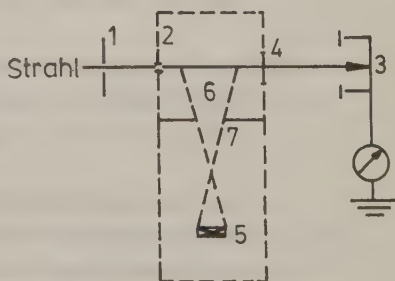


Abbildung 5b

Der Gasdruck wird mit einem Baratron-Druckmeß- und Regelsystem innerhalb von 2% konstant gehalten und kann über einen Bereich von 10^{-4} bis 10torr variiert werden. Die Druckmessung (kapazitiv) ist unabhängig von der Gasart. Eine dicke Kohlenstoffolie ($\approx 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) schließt den Gasraum an der Austrittseite ab und erzeugt eine bekannte Gleichgewichtladungsverteilung.

Messung verzögerter Strahlung hinter dem Gastarget

Die Anordnung besteht aus

- 1,3,5,6,7 wie oben
- 2 Verschiebbare Gaszelle
- 4 Druckmeßbröhre
- 8 (Druckstabilisierte)
Gaszufuhr

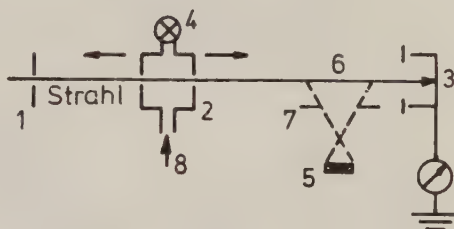


Abbildung 5c

Bei größeren Abständen zwischen Gaszellenschwerpunkt und Sichtstreckenmitte ($>20\text{cm}$) fällt die Intensität der Strahlung stark ab und Restgaseinflüsse können bemerkbar werden. In diesem Fall muß der Detektorraum durch eine Blende vom Targetraum getrennt und ein differentiell gepumptes Gastarget mit großen Blendenöffnungen ($\approx 2\text{mm } \varnothing$) verwendet werden (höhere Drücke und mehr Strahlintensität). Die Verschiebung der Targetzelle erfolgt über eine Gewindestange im Bereich von 3.5 bis 70cm mit einer Ortsunsicherheit von $<1.5\text{mm}$.

Ladungszustandsmessungen

Die Ladungsselektion und -analyse erfolgt mit Hilfe der Schaltmagneten SW1 und SW2:

- 1 Ladungsverteilung hinter der letzten Stripperfolie
- 2 Selektierte Ladungszustände ($16^{+}, 15^{+}$)
- 3 Kollimatorblenden
- 4 Targetleiter mit
- 5 Strommessung zur Normierung auf Strahlintensität
- 6 Ge-Teilchendetektor
- 7 Faradaycup (für Zustandsanalyse)

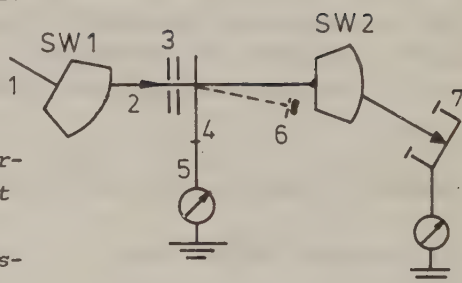


Abbildung 5d

Die Spektrenaufnahme wurde bei den Folienexperimenten unter 90° - und 45° Vorwärtsbeobachtungswinkel, ansonsten immer unter 90° durchgeführt. Dabei wurde mit hochbeschleunigten S- und Mg-Ionen (12.5 bzw. 13.6v_0) durch Kohlenstoffolien zwischen ≈ 2 und $900\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (0.1 bis $45 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-2}$) geschossen, deren Dicken anhand elastisch gestreuter Projektilionen überprüft wurden.

Bei Messung prompter Strahlung im Gastarget sind leichte Gase, He, CH_4 , N_2 , Luft und Ne verwendet worden. Mit $\text{S}^{16+,15+}$ -Projektilionen erfolgt dabei Elektroneneinfang fast ausschließlich aus der Target-K-Schale ($\epsilon_f \approx \epsilon_i$) und eine unnötige Komplizierung durch Einfang aus anderen Schalen wird vermieden.

Die Experimente mit verzögerter Röntgenstrahlung sind bei kleinen Abständen mit einer einfachen, 4.5cm langen Zelle, bei grossen Abständen mit einer differentiell gepumpten Zelle mit einer aktiven Länge von 10.8cm , mit Stickstoff als Targetgas durchgeführt worden. Mit dem differentiell gepumpten Target waren Drücke bis 0.5torr erreichbar bei einem Kammerdruck von besser 10^{-6}torr (im Detektorraum besser $3 \cdot 10^{-7}\text{torr}$).

III.2 Röntgenspektren

III.2.1 Charakteristische Projektilstrahlung, 2E1- und REC-Spektren

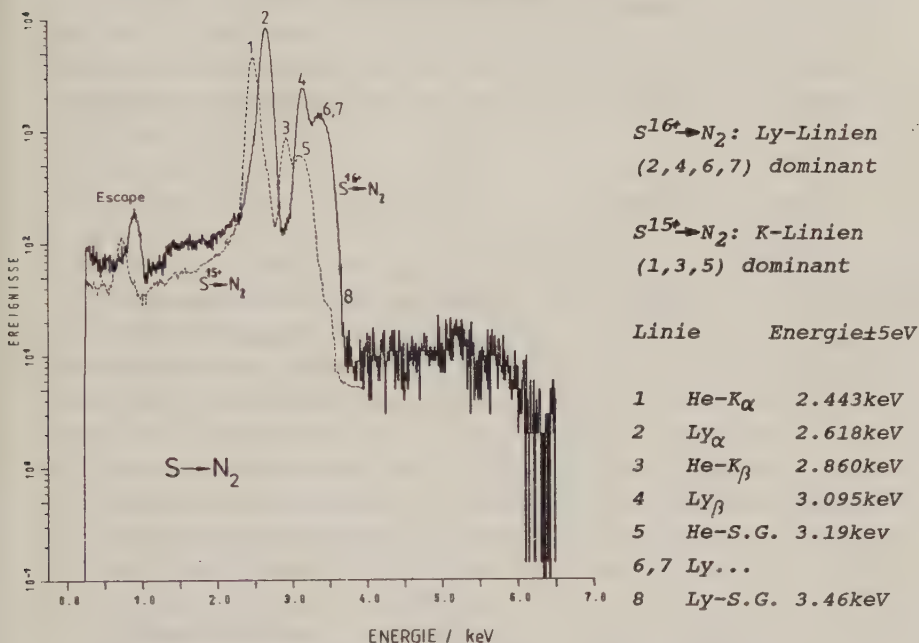


Abbildung 6a

Durch Gasanregung induzierte, mit einem Si(Li)Detektor gemessene prompte S-Röntgenstrahlung; die Linienenergien H-ähnlicher Ionen (nach Erickson, 1977 Ly $_{\alpha}$ 2.622, Ly $_{\beta}$ 3.106 keV) lassen sich auch bei Folianregung feststellen (Panke et al., 1976).

Die im charakteristischen Spektrum annähernd gaußförmigen Linien (im Bereich von 10 bis 90% der Amplitude, Herstellerangabe) haben einen niederenergetischen Linienfuß, der durch unvollständige Ladungssammlung im sensitiven Detektorvolumen, möglicherweise verursacht durch Feldinhomogenitäten oder Verluste beim Ladungstransport, hervorgerufen wird und bis zu 15% der

Linienfläche (Escapefläche dagegen nur 2 bis 2.5%) betragen kann. Die Linienhalbwertsbreite des Detektors ist energieabhängig und wird vom Hersteller mit

$$\text{FWHM}(E \text{ in keV}) = (B^2 + 2735(E - 5.894))^{\frac{1}{2}} \text{ eV} \quad (1)$$

angegeben, wobei $B=155\text{eV}$ die Auflösung bei der Hauptlinie eines Fe-Mn Quellenspektrums ($E=5.894\text{keV}$) unter optimalen Bedingungen ist.

Spektrenauswertung

Der Fit an die Spektren ("Least-Squares-Fit", Cohen et al., 1957) wird mit Gaußfunktionen und Halbwertsbreiten nach Gl.(1) durchgeführt. Parametergrößen sind dabei Position und Fläche der auftretenden Linien, sowie B in Gleichung (1). Die Gewichte müssen im (zu fittenden) Linienschwerpunkt groß gewählt werden und innerhalb der Halbwertsbreite rasch abfallen.

Der schon erwähnte Linienfuß ist in Höhe (bestimmt bei einer Halbwertsbreite von Linienschwerpunkt entfernt) und Steigung energieabhängig und damit schlecht handhabbar. Störend wirkt er sich vor allem bei der Bestimmung der Linienintensitäten der (He-)K-Strahlung aus, da diese Linien bei Ly-Strahlung gleicher Größenordnung genau auf deren Linienausläufer aufsitzen. Ohne Berücksichtigung des Linienfußes lassen sich so aus unter Einzelstoßbedingungen gewonnenen Spektren bei Einschuss mit nackten Projektilkernen Doppeleinfangquerschnitte bestimmen, die um bis zu 100% zu hoch liegen.

In dem neu vorliegenden Fitprogramm ist der Linienfuß berücksichtigt worden. Das Maximum liegt auf der niederenergetischen Seite eine Halbwertsbreite vom Linienschwerpunkt entfernt. Steigung und Maximalhöhe werden durch Interpolation entsprechender Werte, gewonnen an isolierten Eichlinien (Al, S, K, Ca, Fe), berechnet. Der Abfall zum Linienschwerpunkt hin wird durch eine Gaußfunktion, zur niederenergetischen Seite hin durch eine einfache Exponentialfunktion genähert und damit die Rechenzeit auf das Notwendigste beschränkt.

Die Spektrenauswertungen zeigen, daß der Linienfuß der Ly_{α} -Linie (2.62keV) mit $\approx 10\%$ zum Gesamtflächeninhalt beiträgt und bis zur Seriegrenze hin (3.46keV) auf 5% abfällt. Die von Rösenthaller (1983) angegebene Abschätzung von 17%, unabhängig von der Energie, ist möglicherweise damit zu erklären, daß das dabei verwendete Fitprogramm (GASPAN, Rieß, 1977) einen Untergrund subtrahiert, der unberücksichtigt geblieben ist.

Während bei Einschuß mit nackten Projektilkernen der Beitrag der K-Linien an der (He-)Seriegrenze zur Ly_{β} -Linie praktisch vernachlässigbar ist, muß er bei Einschuß mit $S^{15+}(1s)$ berücksichtigt werden. In diesem Fall bauen sich die Populationen (1sn) mit $n>3$ durch direkten Einfang zunächst wesentlich schneller auf als (n) bzw. (3p) (durch (1s)-Anregung oder den Doppelprozeß der Ionisation mit nachfolgendem Einfang), so daß trotz des großen Anteils metastabiler (1sn)-Zustände ($n>3$) mit einem Beitrag zur Ly_{β} -Linie in der Größenordnung

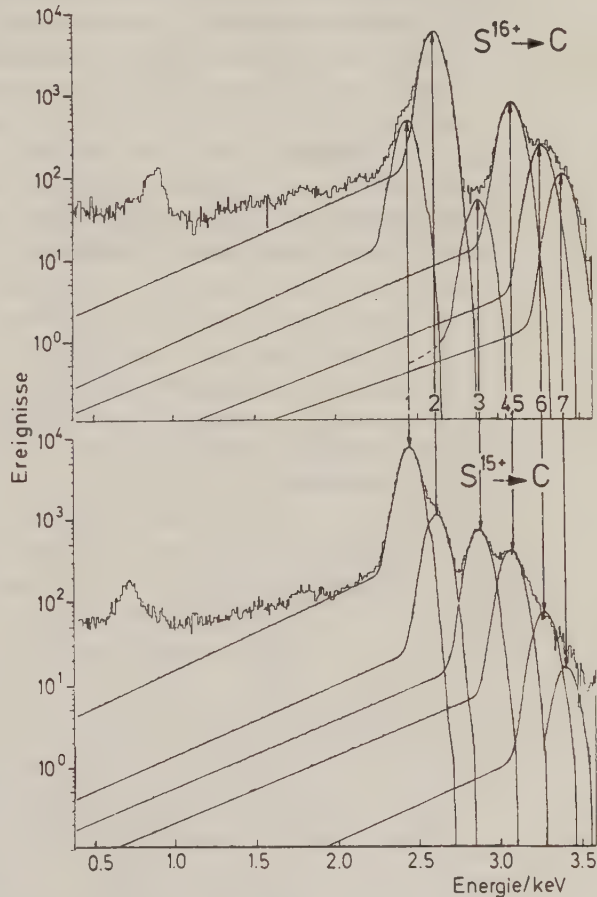


Abbildung 6b

Spektren und Fitlinien bei S^{16+} und S^{15+} Ionen, eingeschossen auf eine ($\approx 4\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke) C-Folie (Linie 1..7, s. S.39 Abb.6a).

von 100% gerechnet werden muß. Die gemessenen $\text{Ly}\beta$ -Intensitäten dürfen in diesem Bereich nicht im Fit berücksichtigt werden und die auftretenden Unterschiede zwischen Messung und Rechnung (S. 103 Abb.20b) bei der $\text{Ly}\beta$ -Linie ($\text{S}^{15+} \rightarrow \text{C}$) und Dicken $\leq 60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sind als K-Linienintensitäten ($1s n \geq 4$)-(1s²) zu interpretieren. Eine Untergrundsubtraktion bezüglich Bremsstrahlung oder Comptonstreuung ist bei den verwendeten Targetarten ($Z_T < 10$) unnötig, da die Wahrscheinlichkeit für diese Prozesse im betrachteten Energiebereich ($< 8 \text{ keV}$) verschwindend klein ist.

III.2.2 REC- und 2E1-Spektren

Die REC-Auswertung wurde mit Hilfe der Formeln (4.8) und (4.9), S.23, mit einem gemessenen Comptonprofil (Reed&Eisenberger,

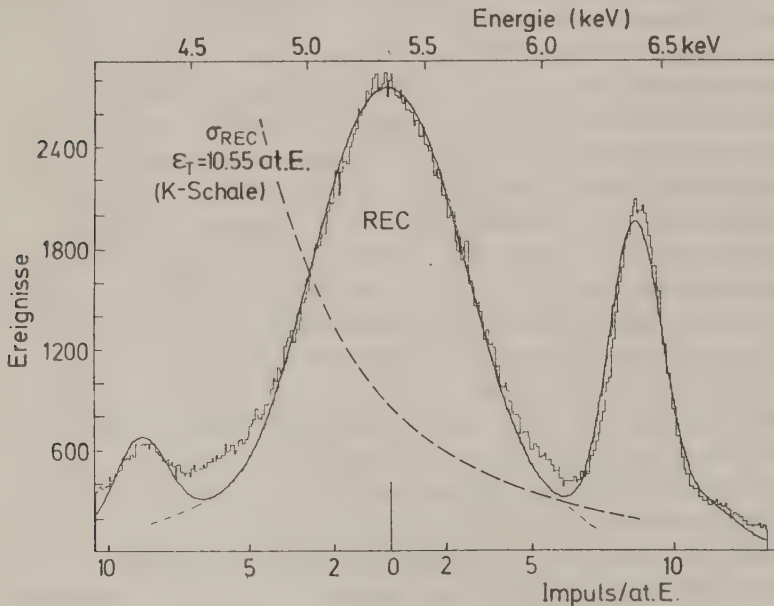


Abbildung 7a

REC-Spektrum, induziert durch eine $1.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke C-Folie (660 μm C-Absorber zur "Pile-up"-Unterdrückung verwendet)

1974, mit Graphitpulver) und Bindungsenergien der beteiligten Niveaus aus Hartree-Fock-Rechnungen (s. S.56 Tab.2 u. S.67 Tab.10) durchgeführt:

Das generierte Spektrum wird kanalweise mit der Efficiency-Funktion (5) (S.47) multipliziert und der Detektorauflösung gefaltet und zusammen mit den aus Targetverunreinigungen herrührenden Störlinien dem experimentellen Spektrum angepaßt. Bei in vergleichbarer Größenordnung vorhandenen Projektilzuständen mit einem und mit zwei freien K-Löchern ($\Delta E \approx 500 \text{ eV}$) setzt sich das REC-Profil zusammen aus einer Überlagerung beider REC-Anteile und wird entsprechend im Fit behandelt. Das ermöglicht zwar in den meisten Fällen keine saubere Trennung (schon wegen der Energieverschiebungen durch zusätzliche L- und M-Elektronen nicht möglich, S.67 Tab.10), dafür aber eine gute Bestimmung des totalen REC's. Die REC-Spektren müssen aufgrund der geringen Strahlungsintensität, sofern sie im Gebiet zeitlich nicht mehr aufgelöster charakteristischer Linien liegen ("Pile-up"), unter Benutzung von (C-,Be-)Absorbern akkumuliert werden. Die relativ starke Absorption im Bereich der charakteristischen Strahlung führt zu einer wesentlich geringeren Pile-up-Rate, während die gute Transmission im REC-Bereich dort keine wesentliche Abnahme in der Zählrate bewirkt (s.a. S.47 Abb.9).

In drei verschiedenen Experimenten sind folgende Targetverunreinigungen (in Atomdichte-%-Anteilen) gemessen worden:

Element	Kernladung	$3.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$1.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	$4.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
Ca	20	.07	.21	.21
Ti	22	.08	.08	.08
Fe	26	.10	.29	.13
Co	27	.01	.04	--
Ni	28	--	--	.05

Die gemachten Angaben können um einen Faktor 2 aufgrund nicht genau bekannter Wirkungsquerschnitte und Fluoreszenzausbeuten falsch sein.

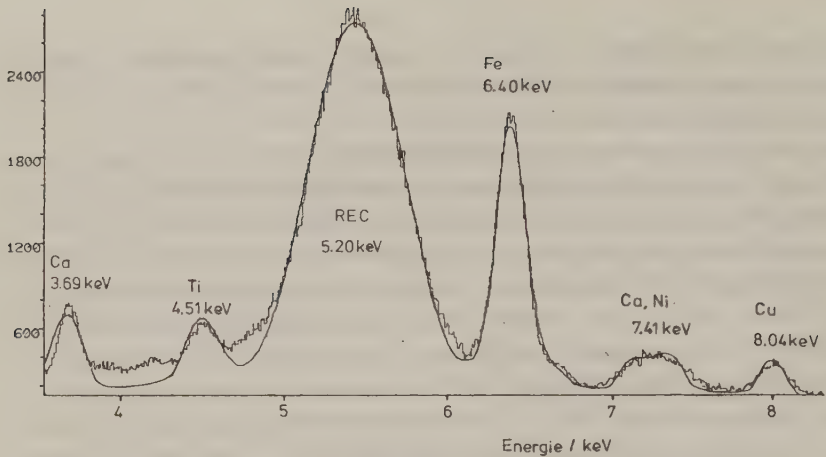


Abbildung 7b

*Dopplerverbreitertes Linienspektrum des REC
(Radiative-Electron-Capture) und Störlinien*

Bei größeren Targetdicken ist eine deutliche Abnahme der Verunreinigungen, bezogen auf die Targetatomdichte, feststellbar, so daß auf Oberflächenablagerungen geschlossen werden muß. Ein Einfluß auf die Projektilzustandsentwicklung ist bei Foliendicken $\leq 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ wegen der großen wirksamen Querschnitte (Hohe Targetkernladungen und viele Elektronen in Bindungszuständen nahe Resonanzenergien) zu erwarten.

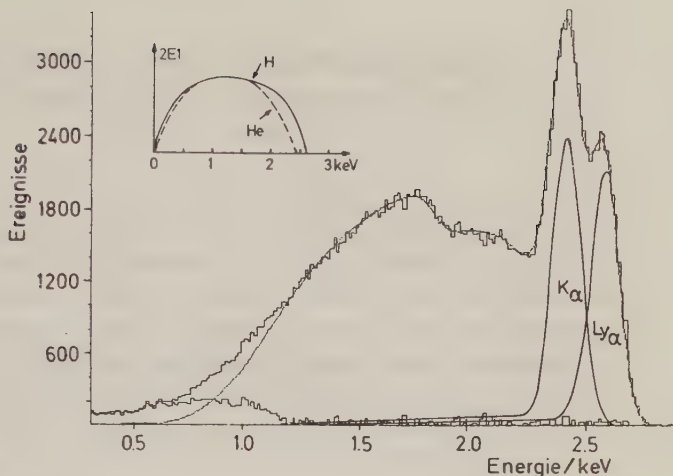
Nicht erfaßt wurden bei den Untersuchungen leichtere Elemente ($Z < 10$), insbesondere auf der Folienoberfläche gebundener Sauerstoff. Da in diesem Fall die im Stoß mit Projektilionen auftretenden Umladungsquerschnitte in der Größenordnung der in der Folie wirksamen sind, ist keine starke Einflußnahme zu erwarten.

2E1-Spektren

Ein nach Angaben von Stobbe (1930) generiertes 2E1-Spektrum wird in zur REC-Auswertung analoger Weise behandelt; dem symmetrischen Spektrum wird dadurch die Si-Kante aufgeprägt, bedingt durch die Absorptionskante der Silizium-Totschicht bei 1.893 keV.

Abbildung 8

2E1-Spektrum
und Fit mit K_{α} -
und Ly_{α} -Linie



Ebenso wie im Falle des REC kann sich das 2E1-Spektrum zusammensetzen aus einem Anteil durch Zerfall von $(2s)$ und entsprechend von $(1s2s)2^1S_0$. Eine Profilkonstruktion durch Überlagerung ist hier nicht sinnvoll, da sich die Strukturen im Anpaßbereich praktisch nicht unterscheiden und eine Trennung ist nur im Nachhinein über die verschiedenen Zerfallslängen (statt Energieauflösung hier Zeitauflösung; s. S.69 Tab.11) möglich. Da das 2E1-Profil entscheidend von der Detektorefficiency geprägt wird, lassen sich bei guter Energieeichung Aussagen über entsprechende absorbierende Schichtdicken (Be-Fensterfolie, Si-Totschicht) machen (siehe III.2.2, S.48).

Im experimentellen Spektrum überlagert sich dem 2E1-Spektrum die K_{α} - und eine Hälfte der Ly_{α} -Linie. Das wird entsprechend im Fit (mit Linienfuß) berücksichtigt.

Alle Spektren sind "online" (PDP15-Computer) akkumuliert und gespeichert worden. Dabei wird das Totzeitverhalten durch die am Hauptverstärker eingestellte Integrationszeit ($10\mu s$) bestimmt. Nach Herstellerangaben ist bei einer Datenrate von 7KHz mit 20% "Pile-up"-Ereignissen zu rechnen. Da alle Spektren mit einer Rate $\leq 1000Hz$ akkumuliert wurden, sind Totzeitverluste praktisch vernachlässigbar. Dieser Sachverhalt wurde auch experimentell überprüft und bestätigt.

III.2.2 Strahlintensität- und Raumwinkelnormierung; Nachweiswahrscheinlichkeit- und Absorber- korrekturen

Der im Fit bestimmte Flächeninhalt (F) einer diskreten Linie (d.i. Gaußfläche+Linienfuß+Escapeanteil) entspricht der Gesamtzahl der unter dem Beobachtungswinkel im Raumwinkelement $d\Omega$ registrierten Photonen. Der bei der Spektrenakkumulation gleichzeitig mit einem FaradayCup gemessene Strahlstrom erlaubt die Normierung auf den einfallenden Teilchenstrom mit dem Faktor

$$N=Q/(\bar{q}e) . \quad (2)$$

Die Ladung Q entspricht dem aufintegrierten Strom, e ist die Elementarladung und $\bar{q}$ die mittlere Ladung der Projektilzustände nach Passieren des Targets. Bei Gleichgewichtsdicken lässt sich $\bar{q}$ Tabellen entnehmen (Betz, 1972) oder mit Hilfe semiempirischer Formeln näherungsweise berechnen. Ansonsten müssen Ladungszustandsmessungen oder -rechnungen (unter Verwendung entsprechender Umladequerschnitte) durchgeführt werden.

Die Raumwinkelnormierung ist bei angenommen isotroper Strahlung und geeigneter Geometrie, d.i. eng lokalisiertem Emissionsort ("Brennfleck") und gegenüber dem Kristalldurchmesser d großem Abstand a ($d \ll a$), ebenfalls einfach durchzuführen mit einem Normierungsfaktor

$$R=4\pi a^2/F_d \quad (3)$$

(Kristall-Querschnittsfläche F_d).

Bei Photonenergien unter 5keV (und wegen unvollständiger Energie-deponierung im Kristall auch bei Energien über 20keV) muß zusätzlich eine Detektor-Efficiencykorrektur gemacht werden. In diesem Bereich wird die Strahlung in den absorbierenden Schichten des Si(Li)Röntgendetektors vor der Ladungstrennungszone (Be-Fenster, Au-Leiterschicht, Si-Totschicht) nahezu ausschließlich durch Photoabsorption (A) geschwächt (Bethe&Salpeter, 1957, S.400).

Die sich schließlich ergebende Strahlungsintensität I (in Photonen/Ion) ist damit (F im Fit bestimmter Flächeninhalt):

$$I = FR / (NA) \quad (4)$$

(s. z.B. Palinkas & Schenk, 1980).

Photoabsorption

Die Absorption A ist proportional zur gerade vorhandenen Anzahl an Photonen und lässt sich damit abseits von Absorptionskanten ("Schalenaufbruch") durch ein

Exponentialgesetz

$$A = \exp(-\sum_i d_i \mu_i) \quad (5)$$

beschreiben, wobei d_i die Schichtdicken der verschiedenen Absorber (Be, Au, Si) μ_i die zugehörigen Massenabsorptionskoeffizienten sind. Sie lassen sich nach Tabellenwerten (Storm & Israel, 1970; Veigle, 1973) mit

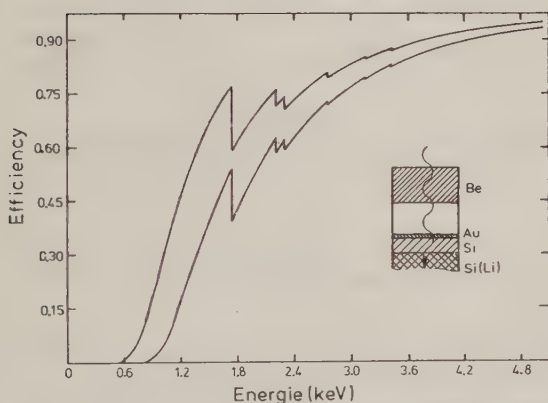


Abbildung 9

Si(Li) Detektorefficiency

Obere Kurve: Detektor 1 mit 4mm Ø

Untere Kurve: Detektor 2 mit 10mm Ø

$$\mu_i = a_i E^{-b_i} \quad (6)$$

zwischen den Absorptionskanten funktional nähern.

Die Koeffizienten a_i und b_i können z.B. durch lineare Regression für die Energiebereiche zwischen Absorptionskanten gefunden werden. Zusätzlich vor den Detektor gebrachte Ab-

sorberschichten (aus C oder Be zur "Pile-up"-Unterdrückung) können in gleicher Weise behandelt werden.

Die Herstellerangaben bezüglich der Detektorschichtdicken müssen allerdings aufgrund eigener Untersuchungen (Anpassung eines, mit der Absorberfunktion kanalweise multiplizierten, berechneten 2E1-Spektrums an das gemessene Spektrum) teilweise korrigiert werden:

Absorber	Dichte (g/cm ³)	Detektor 1		Detektor 2	
		Si(Li) 4mm Ø	Hersteller/Experiment	Si(Li) 10mm Ø	Hersteller/Experiment
Be	1.845	7.5	9.0±1.0	25.	24.0±1.0
Si	2.320	.10	.32±.06	.10	.36±.06
daneben					
C	.98±.02	(Graphit-Absorber)		150	165±6

(Alle Schichtdicken in µm).

Tabelle 1

Experimentell bestimmte Absorberschichtdicken.

Raumwinkelnormierung bei allgemeiner Geometrie

Bei der Spektroskopie verzögerter Projektilstrahlung sind die Röntgenintensitäten in der Regel sehr klein und der Kristall muß nahe an die Strahlachse herangeführt werden. In diesem Fall lässt sich das Raumwinkelement approximativ wie folgt berechnen:

Die Sichtstreckenlänge ist $l = b + (b+d)a_1/a_2$, (7)

die links- und rechtsseitige Begrenzung der beleuchteten Detektorfläche

$$x_{l(r)} = -sa_2/a_1 \pm ba/(2a_1) \text{ für } x_{l(r)} < \pm d/2 \quad (8)$$

und

$$x_{l(r)} = \pm d/2 \text{ sonst. (hier } a=a_1+a_2)$$

Über die Raumwinkelelemente

$$d\Omega(x,y)=dx dy (\cos\alpha) / ((x-s)^2+y^2+a^2) \quad (9)$$

muß summiert bzw. integriert werden.

Ist die Sichtstreckenlänge l groß gegen den Kristalldurchmesser, dann ist $\cos\alpha \approx (1+((x-s)/a)^2)^{-1/2}$ und die y -Integration kann analytisch durchgeführt werden:

$$d\Omega(x)=2A(\cos\alpha) \operatorname{atan}(A((d/2)^2-x^2)^{1/2}) \quad (10)$$

mit $A=(\cos\alpha)/a$.

Die (numerisch durchgeführte) Integration über x ergibt das Raumwinkelement $\Delta\Omega(s)$ für eine Punktquelle auf der Sichtstrecke am Ort s . Damit ist bei konstanter Röntgenintensität $I(s)=\text{const}$ das totale Raumwinkelement

$$\Delta\Omega = l^{-1} \int_{-l/2}^{l/2} ds \Delta\Omega(s)$$

oder bei ortsabhängiger Intensität (11)

$$\Delta\Omega = \int ds \Delta\Omega(s) I(s) / \int ds I(s) .$$

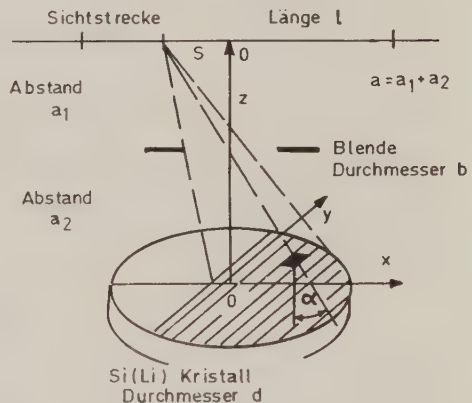


Abbildung 10

Noch zwei zusätzliche Effekte treten auf:

- a) Die unter dem Winkel α zur Flächennormale einfallende Strahlung hat eine dopplerverschobene Energie (Panke, Bell, Betz, 1976)

$$E=E_0(1-\beta^2)^{1/2}/(1-\beta\cos\alpha), \quad \beta=v/c \quad (12)$$

und wird in effektiven Absorberschichtdicken (Detektorefficiency)

$$d_{\text{eff}}=d/(\cos\alpha)$$

geschwächt, d.h. die Absorption nach Gleichung (5) wird winkelabhängig ($A=A(\cos\alpha)$).

- b) Auch das unter dem Winkel α vom Projektilsystem gesehene Raumwinkelement $d\Omega_0(x,y)$ ändert sich beim Wechsel des Bezugssystems ($d\Omega$ im Labors.):

$$d\Omega=d\Omega_0(1-\beta^2)/(1-\beta\cos\alpha)^2 \quad (13)$$

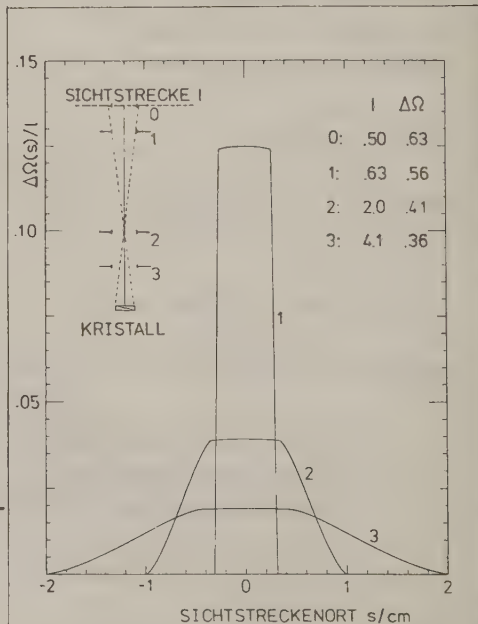
(z.B. Marmier&Sheldon, 1971).

Der Einfluß dieser Effekte muß von Fall zu Fall abgeschätzt werden. Bei konstanter Intensität I wird dadurch das totale Raumwinkelement kleiner.

Abbildung 11

Raumwinkelanteil in Abhängigkeit vom Abstrahlungsort s bei vier verschiedenen Blendenpositionen:

- 0) Blende direkt an der Strahlachse
- 1) Blende nahe am Strahl
- 2) Blende etwa in der Mitte zwischen Strahl und Detektor
- 3) Blende nahe dem Detektor-kristall



Korrektur der Selbstabsorption durch die Targetfolie

Bei Targetdicken größer $300\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bei Mg-Ionen) kann die Absorption der aus dem Folieninneren kommenden Strahlung durch die Targetfolie nicht mehr vernachlässigt werden. Davon unbeeinträchtigt ist lediglich das kontinuierliche REC-Spektrum mit Energieschwerpunkt bei $\approx 5.2\text{keV}$ ($\approx 3.6\text{keV}$ bei Mg), also in einem Energiebereich, in dem diese Absorption kaum noch Auswirkungen zeigt. Näherungsweise sei angenommen, daß sich H- und He-ähnliche angeregte Zustände vom Augenblick des Eintritts in die Folie an im Gleichgewicht befinden. Dann wird die pro Längeneinheit emittierte Intensität I_x in der Restdicke $a(x)$ der Folie geschwächt:

$$dI/dx = I_x \exp(-a(x)\mu(E)) \quad (14)$$

Der Massenabsorptionskoeffizient des Targetmaterials (C) ist im Energiebereich von 1 bis 6keV in guter Näherung mit

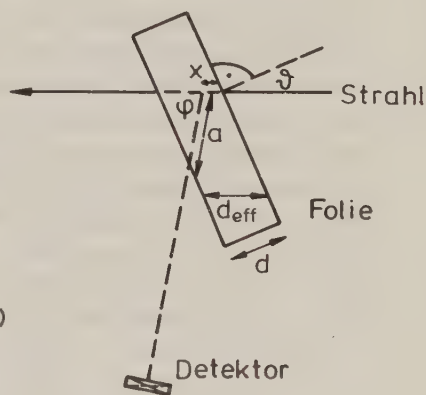
$$\mu = 2.56 \cdot 10^{-3} \text{E}^{-3} \text{cm}^2/\mu\text{g} \quad (15)$$

(E in keV) gegeben. Damit ergibt sich nach Integration über x die geschwächte Gesamtintensität

$$I = I_x \cos(\vartheta - \varphi) (1 - \exp(-\bar{d}\mu)) / \mu \quad (16)$$

und durch Vergleich mit der ungeschwächten Gesamtintensität der Korrekturfaktor

$$f = \bar{d}\mu / (1 - \exp(-\bar{d}\mu)) > 1, \quad \bar{d} = d / \cos(\vartheta - \varphi) \quad (17)$$



$$a(x) = (\cos\vartheta / \cos(\vartheta - \varphi)) / (d_{\text{eff}} - x)$$

Abbildung 12

Da das Zustandsgleichgewicht für die betrachteten Zustandsysteme ($125\text{MeV S} \rightarrow \text{C}$ und $110\text{MeV Mg} \rightarrow \text{C}$) schon bei Folienenden erreicht wird, bei denen der Strahlungsbeitrag aus dem Folieninneren klein gegen den Anteil der hinter der Folie anfallenden Strahlung ist und der weitere Zuwachs bei größeren Dicken dann ausschließlich aus dem Folieninneren kommt, lässt sich durch einfachen Abzug der Intensität bei Gleichgewichtsdicke der Strahlungsanteil von innen abschätzen und nach (17) korrigieren.

Eine Überprüfung dieser Korrekturmethode wurde mit Hilfe des entwickelten Folienprogrammes (s. III.4.1, S.77) mit in oben beschriebener Weise korrigierten Eingangsdaten und optimierten Querschnitten durchgeführt:

Dabei wird die, aufgrund der berechneten Populationen angeregter Zustände tatsächlich im Folieninneren anfallende Strahlung in der jeweils wirksamen Restfoliendicke teilabsorbiert. Auf diese Weise erhält man die im Experiment gemessenen, unkorrigierten Intensitäten.

Der Vergleich erbrachte weitgehend Übereinstimmung.

Energieverlust der Projektilionen

Der Energieverlust der Projektilionen durch ineleastische Streuung an Hüllenelektronen lässt sich anhand der Tabellenwerte von Northcliffe & Schilling (1970) oder mit der Bethe-Formel

$$-dE/dx = (Z_p e^2)^2 N Z_T \ln(4E_{kin}/|\epsilon_T|) / (8\pi \epsilon_0^2 E_{kin}) + \text{rel. T.} \quad (18)$$

(in SI-E.) bestimmen. N ist die Targetatomdichte, $|\epsilon_T|$ das mittlere Ionisierungspotential der Targetelektronen und E_{kin} die kinetische Energie eines (als im Targetatom ruhend angesehenen) Targetelektrons im Projektilsystem (s. A4).

Formel (18) lässt sich bei leichten Targetarten (Dichte $\rho = 2m_H Z_T N$ in g/cm^3) und nicht zu dicken Targets (x in $\mu\text{g/cm}^2$) umschreiben:

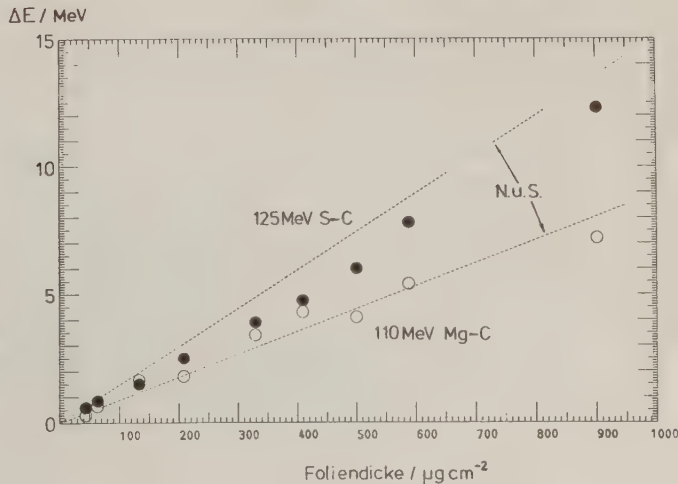
$$-\Delta E = 10^{-2} Z_p \rho x \ln(4E_{kin}/|\epsilon_T|) / E_{kin} \quad \text{in MeV} \quad (19)$$

(Z_p Projektilkernladung, E_{kin} hier in eV).

Bei einer $100\mu\text{g/cm}^2$ C-Folie ergibt sich nach Northcliffe u. Schilling bei 125MeV S^{15+} (110MeV Mg^{12+}) ein Energieverlust von 1.45MeV (0.88MeV), nach (19) mit $|\epsilon_T| = 30\text{eV}$ 1.19MeV (0.67MeV). Der sich einstellende Geschwindigkeitsverlust liegt bei $300\mu\text{g/cm}^2$ um 1.7% (1.2%), bei 1mg/cm^2 um $\approx 6\%$ ($\approx 4\%$).

Abbildung 13

Gemessener Energieverlust von 125MeV S^{15+} , 110MeV Mg^{12+} Ionen bei der Durchdringung von C-Folien.



III.3 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten im Gastarget

Gastargets haben den Vorteil, daß das Targetmaterial eine herstellungsbedingte hohe Reinheit aufweist und die Targetdicke (x) über den Druck (p) leicht kontrollierbar und änderbar ist (Ideales Gas):

$$x = 966pl/T \text{ in } 10^{16} \text{cm}^{-2}. \quad (20)$$

Dabei ist p in torr, die Zellenlänge l in cm und die Raumtemperatur T in °K einzusetzen.

Der verwendete Baratron-Druckmeßkopf hat nach Herstellerangaben bei 1mtorr eine Meßungenauigkeit von 1% und erlaubt zusammen mit dem Regelsystem eine Druckstabilisierung auf <3%. Bei allen verwendeten Gasarten war der vom Hersteller garantierte Reinheitsgrad ausreichend hoch, so daß Fremdgaseinflüsse von dieser Seite her ausgeschlossen werden können. Bei den experimentell bestimmten Querschnitten müssen, bedingt durch Cup- und Raumwinkelnormierung, Statistikfehler und Efficiencykorrekturen, sowie Druckschwankungen, Restgasinflüssen und Blendenumladungen, Meßfehler im Bereich von 10..18% angenommen werden. Vor allem bei Helium als Targetgas muß aufgrund der vergleichsweise kleinen Umladungsquerschnitte (etwa 100mal kleiner als bei Luft) auf Restgaseinflüsse geachtet werden.

III.3.1 Messung von Einfangquerschnitten unter Einzelstoßbedingungen und Vergleich mit Theoriequerschnitten.

Bei sehr niedrigen Gasdrücken vollziehen sich relativ wenig Umladungen und der Einschußladungszustand bleibt nahezu unverändert (s. S.33 (6.3)). Bei Einschuß mit S-Kernen ist die Einfangwahrscheinlichkeit proportional zur Targetdicke

$$P(15+) = P(16+) \sigma \cdot x \quad (21)$$

(P Ladungsanteile) und der Einfangquerschnitt kann durch Dickenvariation in diesem Bereich und Beobachtung des (15+)-Zustandes bestimmt werden. Da überwiegend in angeregte Zustände eingefangen wird (S.13 (3.7) u. S.19 Abb.1a) und die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Stößen groß im Vergleich zu den natürlichen Lebensdauern ist, kann der (15+)Zuwachs über die emittierte Röntgenstrahlung gemessen werden. Darüberhinaus lässt die Spektroskopie eine Untersuchung der angeregten Zustände im Hinblick auf die Besetzung der Drehimpuls-Quantenzustände zu. Ein Vergleich der gemessenen Querschnitte erfolgt mit nach OBKA, EA⁻, EA⁺ und CDWA berechneten. Vereinfachend wurde angenommen, daß der Einfang von Elektronen hauptsächlich aus der Target-K-Schale erfolgt:

Die Bindungsenergie der He-K-Elektronen ist mit der der L-Elektronen von C, N, O und Ne vergleichbar und wir nehmen an, daß auch die Einfangwahrscheinlichkeit in beiden Fällen vergleichbar ist. Dann lassen sich nach Tab.3 und Skalierung mit vorhandenen Schalelektronen die Beiträge durch Einfang aus der L-Schale grob abschätzen; sie liegen bei allen verwendeten Gasarten unter 4% und obige Annahme ist sicher berechtigt. In der Modellrechnung werden Projektilzustände bis n=10 entsprechend den Theorie-Einfangquerschnitten populiert (n Hauptquantenzahl) und ein Kaskadenprozeß unter Verwendung der Verzweigungsverhältnisse nach (5.7) (S.25) eingeleitet. Die in den Grundzustand fließenden Kaskadenströme entsprechen, even-

tuell nach Normierung auf eine eingangs angenommene Targetdicke, den gemessenen Querschnitten.

Tabelle 2

	Target	Z_T^{eff}	$I_{\epsilon_T}(\text{at.E.})$	$I_T(\text{at.E.})$
Verwendete effektive (Target-K-Schalen-) Kernladungen und Bindungsenergien; zum Vergleich Ionisierungsenergien. (Ho et al., 1981)	He	1.618	.918	.903
	C	5.588	11.326	10.437
	N	6.570	15.630	14.700
	O	7.553	20.669	19.552
	Ne	9.516	32.772	31.863

Tabelle 3

	Target	Ly_{α}	Ly_{β}	Ly_{∞}	total	Ly_{α}/Ly_{β}
Gemessene Querschnitte $S^{16+} \rightarrow \text{Gase}$ in 10^{-18}cm^2 (bei N_2 durch 2 dividiert).	He	0.037	0.010	0.011	0.058	3.5
	CH_4	2.54	0.69	0.67	3.90	3.7
	N_2	3.32	0.88	0.80	5.00	3.8
	Luft	3.55	0.93	0.82	5.30	3.8
	Ne	4.33	1.06	0.81	6.20	4.1

Tabelle 4

	Target	K_{α}	K_{β}	K_{∞}	total	K_{α}/K_{β}
Gemessene Querschnitte $S^{15+} \rightarrow \text{Gase}$ in 10^{-18}cm^2 (bei N_2 durch 2 dividiert).	He	0.017	0.003	0.006	0.025	5.7
	CH_4	1.02	0.17	0.15	1.34	6.1
	N_2	1.50	0.23	0.26	2.02	6.6
	Luft	1.64	0.26	0.27	2.18	6.2
	Ne	1.96	0.29	0.28	2.53	6.7

(∞ = Gesamtintensität der Übergänge $(np)-(1s)$ bzw. $(1snp)-(1s^2)$ mit $n \geq 4$)

Target	EA ⁻	EA ⁺	CDWA	OBKA/5	Exp.	Fitf.
He	.053	.031	.032	.036	.058±.008	0.052
C	3.59	3.79	3.46	4.19	3.90±0.43	3.32
N	4.54	4.67	5.11	5.72	5.00±0.56	4.57
Ne	4.91	3.75	8.49	7.08	6.20±0.70	7.80

Tabelle 5

Vergleich totaler Einfangquerschnitte: $S^{16} \rightarrow$ Gase
(Fitf. Umladungsquerschnitte nach (27), S.66)

Die OBKA liefert die erwartet zu hohen Querschnitte (willkürlicher Skalierungsfaktor 5). Während bei der "prior"-Version der EA effektive Targetkernladungen und -bindungsenergien entsprechend Tab.2 verwendet wurden, ist in der "post"-Version (EA⁺) mit wasserstoffähnlichen Bindungsenergien $\epsilon_T = (Z_T^{\text{eff}})^2/2$ und einer effektiven Projektilkernladung von $Z_T^{\text{eff}} = 12.0$ im Eikonalphasenfaktor gerechnet worden. Eine diesbezügliche Unterscheidung von Z_p und Z_p^{eff} entfällt dagegen in der CDWA.

Target	EA ⁻		EA ⁺		CDWA		Exp. (±0.3)	
	α/β	α/∞	α/β	α/∞	α/β	α/∞	α/β	α/∞
He	8.4	20.6	4.7	6.0	3.7	3.5(8)	3.5	3.3
C	5.4	8.6	4.0	4.9	3.4	3.5(8)	3.7	3.8
N	4.7	6.4	4.0	5.0	3.4	3.6(9)	3.8	4.2
Ne	3.4	3.8	4.5	6.5	3.7	4.3(8)	4.1	5.3

Tabelle 6

Vergleich der Ly-Intensitätsverhältnisse ($\infty \approx$ Gesamtintensität der Übergänge (np)-(1s) mit $n=4..10$; in Klammern: Mantisse bei Populierung bis $n=8$)

Das eklatante Versagen der EA bei niedrigen Targetkernladungen, das sich in Tab.6 ausdrückt, hängt möglicherweise mit dem dabei nicht erfüllten Massey-Adiabastiekriterium (3.12) (S.15)

zusammen. Ansonsten zeigt die EA^+ -Version ebenso wie die CDWA mit dem Experiment verträgliche Ly-Linienverhältnisse. Die Besetzung höher angeregter Zustände ($n > 6$) kann aufgrund der relativ hohen Verlustquerschnitte von der durch Einfangprozesse entstandenen abweichen. Eine Nichtberücksichtigung der Schalen $n=9$ und 10 führt zu etwa 5% kleineren totalen Einfangquerschnitten und mit dem Experiment besser verträglichen Ly_{α}/Ly_{∞} -Verhältnissen (S.57 Tab.6).

Target	$Ly_{\alpha}(\text{Exp.})$	1.Born	Einf./Uml.
He	0.007	0.011	0.55
C	0.074	0.093	0.41
N	0.121	0.130	0.48
Luft*	0.145	0.137	0.49
Ne	0.158	0.256	0.47

Tabelle 7

S^{15+} -Gase: Gemessene und nach 1.Born'scher Näherung (unter Kaskadenberücksichtigung) gerechnete (1s) Anregungsquerschnitte; daneben Verhältnis von Einfang- zu nach (27) (S.66) berechneten Umladungsquerschnitten ($^{*}4/5 N_2 + 1/5 O_2$, mit 2 auf at. Verhältnisse normiert).

Die nach erster Born'scher Näherung berechneten Anregungsquerschnitte für die Übergänge (1s)-(2p) bzw. (1s)-(n,l)-(2p) sind experimentell mit Ausnahme von Neon (Kriterium (2.13) S.9, d.i. kleine Störung, schlecht erfüllt) weitgehend bestätigbar. Daneben führt der Vergleich von Einfang- und Umladequerschnitten zu der Schlußfolgerung, daß bei S^{15+} (1s)Einschuß etwa die Hälfte der durch Einfang gebildeten angeregten Zustände (1s2p) und etwa 2/3 der Zustände (1s3p) (s. S.56 Tab.3 u. 4) metastabil sind. Dabei ist angenommen worden, daß die Verzweungsverhältnisse im He-ähnlichen Zustandssystem mit denen im H-System vergleichbar sind.

Die Empfindlichkeit der gemessenen Intensitätsverhältnisse in Bezug auf die (n,l)Verteilung in höheren Projektilschalen lässt sich anhand der Kaskadenbeiträge zum Direkteinfang beurteilen:

Endzustand Target	1s	2s	2p	3p	$(Ly_{\alpha}/Ly_{\beta})_m$	$(Ly_{\alpha}/Ly_{\beta})_o$
He	98.7	66.1	70.9	41.2	3.7	1.7
C	96.5	47.3	54.7	29.6	3.4	1.9
N	94.9	40.1	50.6	28.0	3.4	2.1
Ne	84.3	20.6	44.1	28.1	3.7	2.5

Tabelle 8

Kaskadenbeiträge zu den Zustandspopulationen $P(1s)$, $P(2s)$, $P(2p)$ und $P(3p)$ in % und sich ergebende Verhältnisse mit (m) und ohne (o) Kaskade (nur Direkteinfang) nach CDWA.

Aus obiger Tabelle ist sofort ablesbar, daß mit wachsender Targetkernladung ein immer größerer Anteil an Elektronen direkt in den Grundzustand eingefangen wird (bei Neon 15.7%) und die Kaskadenbeiträge geringer werden. Auch nach OBKA wird mit zunehmender Targetkernladung immer mehr in stark gebundene Zustände eingefangen ($125\text{MeV S}^{16+} \rightarrow \text{He, C, Ne, Mg}$ nach (3.7), S.13). Einfang in Zustände mit Schwerpunkt bei $n=3.0, 2.4, 1.6, 1.4$). Die Zahlen legen nahe, Einfangquerschnitte in stark gebundene Projektilzustände an einem Stoßsystem mit Z_T in der Größenordnung von Z_P (z.B. $\text{Mg} \rightarrow \text{Ne}$ oder $\text{S} \rightarrow \text{Ar}$), in schwach gebundene Zustände mit $Z_T < Z_P$ (z.B. $\text{Ca} \rightarrow \text{He}$) bei vergleichbaren Projektilgeschwindigkeiten zu untersuchen. Im ersteren Fall werden neben dem Grundzustand hauptsächlich die angeregten Zustände (2s), (2p) und (3p) populierte und Kaskadenbeiträge sind minimal, während im letzteren diese Zustände fast ausschließlich durch Kaskadenprozesse populierte werden.

Doppelleinfangprozesse

Bei Einschuß mit nackten Projektilionen ist trotz Berücksichtigung des Ly_{α} -Linienfußes eine bei niedrigen Drücken überraschend starke K_{α} -Intensität feststellbar. Normiert man auf Ly_{α} -Intensität, so lässt sich zunächst eine Abnahme

und bei höheren Drücken ein Anstieg feststellen. Diese Abweichungen von einem konstanten Verhältnis erklären sich folgendermaßen:

Ein gewisser Prozentsatz an eingeschossenen Ionen macht teils im Restgas, vor allem aber an strahlbegrenzenden Blenden Umladungen. Im Gastarget kommt ein druck(bzw. dicken)abhängiger Anteil dazu:

$$P(15+) = P_{B1} + \sigma_e x \quad . \quad (22)$$

Nehmen wir näherungsweise an, daß der Einfangquerschnitt $\sigma(15+ \rightarrow 14+)$ gleich dem Querschnitt $\sigma(16+ \rightarrow 15+)$ ist, dann setzt sich die K_α -Intensität zusammen aus einem konstanten Anteil von früher gebildeten, metastabilen Zuständen S^{14+} (I_f), einem anwachsenden Anteil aufgrund der $(15+)$ Population $P(15+)$ und einem Anteil durch Doppeleinfang:

$$I_{K_\alpha} = I_f + (P(15+) \sigma_e x / 2) + (\sigma_d x / 2) \quad . \quad (23)$$

σ_d ist der Querschnitt für Doppeleinfangprozesse; die Faktoren 2 berücksichtigen, daß nur etwa die Hälfte der gebildeten angeregten Zustände S^{14+} prompt zerfällt. Damit ist

$$I_{K_\alpha} / I_{Ly_\alpha} = I_f / (\sigma_e x) + (\sigma_d / \sigma_e + P_{B1}) / 2 + \sigma_e x / 2 \quad . \quad (24)$$

Unter der Annahme, daß $P_{B1} \ll \sigma_d / \sigma_e$, ergibt sich für den konstanten Anteil:

		(1s2p)/(2p)	(1s3p)/(3p)
$S^{16+} \rightarrow \text{Gase}$	N_2	0.05	
	Luft	0.09	0.07 <
	Ne	0.13	0.12

Messungen von Ladungszustandsverteilungen haben gezeigt, daß P_{B1} kleiner als 0.05 ist. Damit liegt, zumindest bei Neon als Targetgas, eine Wahrscheinlichkeit für Doppeleinfang in der Größenordnung von 10%, relativ zum Einfachprozeß vor.

III.3.2 Verzögerte Strahlung H-ähnlicher Projektilzustände: (2s) Zerfall und Kaskadeneffekte

Nach Röschenthaier (1983; s.a. Omidvar, 1982) lässt sich die mittlere Lebensdauer hochangeregter wasserstoffähnlicher Zustände mit $n > 20$ in guter Näherung mit

$$\tau(n, l) = 0.1 \cdot Z^{-4} n^3 l^2 \text{ nsec} \quad (25)$$

angeben. Nimmt man an, daß vorwiegend niedrige l -Zustände populiert werden, wie die Einfangtheorien nahelegen (hohe Projektilgeschwindigkeit v - großer Impulstransfer bei kleinen Stoßparametern: $l = vb$ klein) und findet die Beobachtung bei einer Distanz s vom Anregungsort entfernt statt ($v = 12.5 v_0 = 2.75 \text{ cm/ns}$), dann findet für einen Großteil der ursprünglich hochangeregten Zustände ($n = s / (v\tau) = 62 (s/l^2)^{1/3}$, s in cm) ein Übergang in niedrig angeregte, prompt (hauptsächlich über $(2p) \rightarrow (1s)$) zerfallende Zustände ($n < 10$) statt.

Auf diese Weise kann man den im Abstand s vom Anregungsort erfolgenden Zerfall von p - und d -Zuständen mit zugeordneten Quantenzahlen n

	$n(p)$	$n(d)$
1 cm	62	39
10 cm	134	84
50 cm	228	144

anhand der beobachtbaren Ly-Strahlung registrieren.

Die Besetzung dieser hochangeregten Zustände skaliert bei festem l mit n^{-3} , Ausdruck des mit anwachsender Hauptquantenzahl n stark abfallenden Impulsraumüberlapps ($|\langle \varphi_{1s} | \varphi_n \rangle|^2 \sim n^{-3}$). Konsequenter Weise werden in einer Modellrechnung Zustände bis $n = 150$ berücksichtigt und eine (n, l) -Verteilung nach CDWA unter Beachtung der n^{-3} -Skalierung (für $n > 10$) verwendet, die bei bekannten Verzweigungsverhältnissen (5.7) (S.25) und einer Targetdicke von 10^{16} cm^{-2} zu folgenden Ergebnissen führt:

s (in cm)	I_{2p}	$Expo$	I_{2E1}	I_{M1}
2...3	6.17-5	-3.26	6.24-4	6.37-6
6..7	8.50-6	-2.07	5.10-4	5.21-6
11..12	2.96-6	-1.91	3.96-4	4.05-6
14..15	1.93-6	-1.89	3.40-4	3.48-6
19..20	1.12-6	-1.90	2.64-4	2.70-6

Tabelle 9

Beobachtbare Röntgenintensitäten der Übergänge $(2p)-(1s)$ (kaskadengespeist) und $(2s)-(1s)$ ($2E1, M1$) bei einer Distanz s vom Erregungsort ($N: Z_7=7$) entfernt. ($M1-2E1$) Verzweigungsverhältnis nach (5.10). ($Expo=Exponent$; $6.17-5 \approx 6.17 \cdot 10^{-5}$ Photonen/Ion/cm)

Ab $s=5\text{cm}$ kann der Intensitätsverlauf der Ly_α -Linie in guter Näherung durch $I=I_0 s^{-2}$, ab $s=9\text{cm}$ durch $I=I_0 s^{-1.9}$ beschrieben werden. Der Vergleich der Intensitätsbeiträge durch Kaskaden I_{2p} und $(2s)$ Zerfall via $M1$ I_{M1} zeigt weiter, daß ab etwa 20cm I_{M1} dominiert.

Vergleichsmessungen wurden im Bereich zwischen $s=4..70\text{cm}$ durchgeführt. Bis zu Distanzen von 27cm wurde mit einer einfach gepumpten Gaszelle (Länge $l=4.5\text{cm}$) bei niedrigen Drücken ($\leq 20\text{mtorr} = 3 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$), darüberhinaus mit einer langen ($l=10.8\text{cm}$), differentiell gepumpten Zelle bei relativ hohem Druck ($150\text{mtorr} = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$) gearbeitet. Intensitätsanpassung erfolgte an das hohe Druckniveau.

Die Ly_α -Intensität setzt sich zusammen aus Kaskadenbeiträgen langlebiger, hochangeregter Zustände (Intensitätsabfall gut beschreibbar durch ein Potenzgesetz) und dem Beitrag durch $M1$ -Übergänge $(2s)-(1s)$ (Exponentieller Abfall entsprechend der Lebensdauer des $(2s)$ Niveaus, s. Tab.11, S.69; die Kaskadenbeiträge zu $(2s)$ sind bei Distanzen unter 1m vernachlässigbar). Der beobachtete Intensitätsabfall wurde entsprechend gefittet:

$$I_{Ly_\alpha} = I_{M1} + I_{2p} = P_1 \exp(-s/19.8) + P_2 s^a \quad (s \text{ in cm}) .$$

19.8cm ist die Zerfallslänge des ungestörten (2s)Niveaus und der Exponent a wird wie oben angegeben gewählt:

$$\begin{aligned} \text{für } 5\text{cm} \leq s \leq 9\text{cm} \quad a &= -2.0 \\ s > 9\text{cm} \quad a &= -1.9 \end{aligned}$$

In gleicher Weise wurde der 2E1-Intensitätsverlauf mit

$$I_{2E1} = P_3 \exp(-s/19.8)$$

gefittet, wobei zuvor die Messungen bei hohem Druck bezüglich des 2E1-Beitrages durch den Zerfall von $(1s2s)2^1S_0$ korrigiert worden sind (s. S.70 Abb.17).

Damit ergab sich (in Photonen/Ion/cm):

$$P_1 = (1.66 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}, \quad P_2 = (5.22 \pm 0.68) \cdot 10^{-4}, \quad P_3 = (1.68 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$$

(Die Fehlerangaben beziehen sich nur auf die Parametervariation). Bei Berücksichtigung des höheren Druckes (Experiment: $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) können die Ergebnisse der Modellrechnung absolut bestätigt werden, ebenso wie das theoretisch vorhergesagte Verzweigungsverhältnis (s. S.28)

$$R_{M1} / (R_{M1} + R_{2E1}) = (50.3)^{-1} \quad (\text{nach (5.10)})$$

$$1.66 / (1.66 + 89.) = (54.6)^{-1} \quad (\text{Experiment})$$

Restgaskorrekturen, die Normierung auf das hohe Druckniveau und die 2E1-Korrektur bezüglich des $(1s2s)2^1S_0$ -Zerfalls ergeben eine Übereinstimmung mit dem Theoriewert innerhalb der Fehlergrenzen:

$$\begin{aligned} V_{Th} &= (50.3)^{-1} \\ V_{Exp} &= (54.6 \pm 6.0)^{-1} \end{aligned}$$

Intensitäts-
entwicklung
der durch
die Über-
gänge $(2p)-$
 $(1s)$ und
 $(2s)-(1s)$
verursach-
ten Röntgen-
strahlung in
Abhängig-
keit von der
Entfernung
vom Anre-
gungsort.

○ gemessen
— gefittet

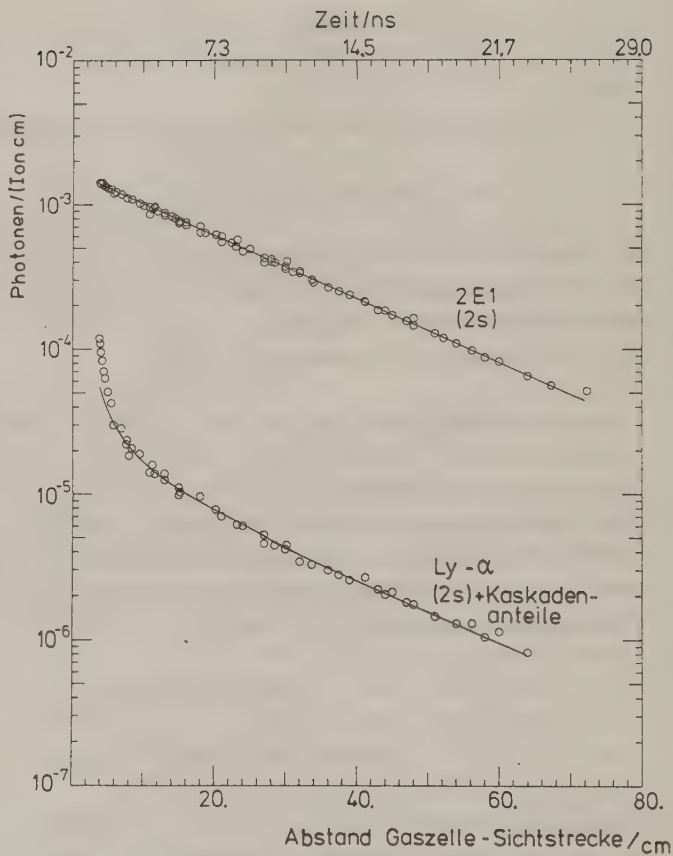


Abbildung 14

III.3.3 Entwicklung von (metastabilen) Projektilzuständen bei zunehmender Targetdicke: Ein einfaches Populationsmodell

Neben einer zeitabhängigen Entwicklung angeregter H- und He-ähnlicher Zustände lässt sich auch eine druck(Targetdicken-) abhängige Entwicklung feststellen. Ein einfaches Populationsmodell erlaubt eine Beschreibung dieser Prozesse. Damit können im Vergleich mit den Experimentdaten Einfang-, Anregungs- und Verlustquerschnitte, die bei diesen Zuständen wirksam sind, näher bestimmt werden. Die Untersuchung beschränkt sich dabei auf das H-ähnliche S-(2s)Niveau und die He-ähnlichen metastabilen S-Zustände $(1s2s)2^1S_0$, $(1s2s)2^3S_1$, $(1s2p)2^3P_0$, $(1s2p)2^3P_2$. Raten, Lebensdauern und Zerfallslängen bei $v=12.5v_0$ (2.75cm/ns) sind aus Tab.11, S.69, die Übergänge aus Abb.16, S.68 ersichtlich. Die Entwicklung der metastabilen Zustände ist natürlich unmittelbar mit der allgemeinen Zustandsentwicklung im Gastarget verknüpft. Dabei kann man davon ausgehen, daß nichtmetastabile, gebildete, angeregte Projektilzustände vor dem nächsten Stoß größtenteils in die Grundzustandskonfiguration übergehen: Für $Z_T=7$ liegen die Stoßquerschnitte für An- oder Abregung bzw. Ionisation angeregter Zustände in der Größenordnung von $2 \cdot 10^{-17}\text{cm}^2$, während die den Raten R spontaner Übergänge entsprechenden Querschnitte ($\times$ nach (20), S.54 mit $T=290^\circ\text{K}$)

$$\sigma_R = Rl/(xv) = (R/p) \cdot 1.1 \cdot 10^{-17}\text{cm}^2 \quad (26)$$

(p in torr, R in $1/\text{ns}$) bei Drücken bis 500mtorr wesentlich darüberliegen. So erfolgt, selbst über Kaskadenzweige (z.B. die Yrastlinie: $(n,l=n-1)-(n-1,l=n-2)$), zwischen aufeinanderfolgenden Stößen strahlende Abregung.

Damit beschränkt sich das Zustandssystem auf die Grundzustände der einzelnen Ladungskomponenten und oben genannte metastabile Zustände. Die Zustandsentwicklung lässt sich mit einem gekoppelten Differentialgleichungssystem mit Populationen P_k und Wirkungsquerschnitten für den Übergang $P_i \rightarrow P_j$ σ_{ij} (S.32 (6.1))

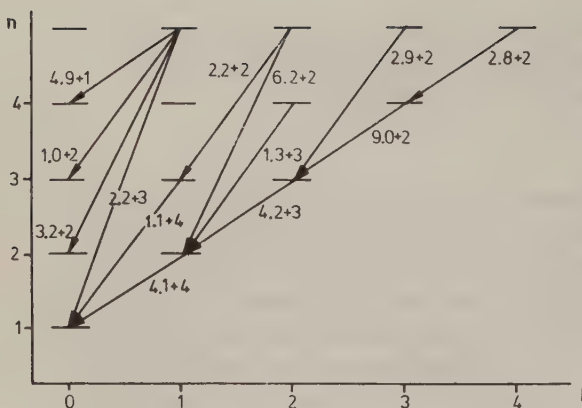


Abbildung 15

Einige Raten
der Übergänge
zwischen wasser-
stoffähnlichen
Zuständen mit
 $Z=16$.
($4.1+4 \approx 4.1 \cdot 10^4 \text{ ns}^{-1}$)

beschreiben. Die Einfangquerschnitte $\sigma(q \rightarrow q-1)$ (q Ladungszustand des Projektilions) lassen sich mit Hilfe der empirischen Formel (Schlachter et al., 1983)

$$\sigma_e = 1.1 \cdot 10^{-8} Z_T^{-1.8} q^{0.5} f(\bar{E}) \text{ cm}^2, \quad \bar{E} = E / (Z_T^{1.25} q^{0.7}) \quad (27)$$

$$f(\bar{E}) = (1 - \exp(-0.037 \bar{E}^{2.2})) (1 - \exp(-2.44 \cdot 10^{-5} \bar{E}^{2.6})) / \bar{E}^{4.8}$$

(mit E in keV/amu) berechnen oder nach CDWA unter Berücksichtigung der effektiven Target-K-Schalenbindungsenergien und -kernladungen abschätzen, wobei bei noch unbesetzter L-Schale approximativ H-ähnliche Ausgangszustände mit $Z_P = q$ zugrundegelegt werden können, da überwiegend Einfang in angeregte Projektilzustände (abgeschirmte Kernladung $Z_P^{\text{eff}} \approx q$) erfolgt.

Die Verlustquerschnitte werden in 1.Born'scher Näherung nach Madison&Merzbacher, 1975 (s. II.2, S.7) berechnet unter Verwendung korrekter Bindungsenergien (S.67 Tab.10) und der Annahme, daß bei vorhandenen L-Projektilelektronen in erster Linie nur diese, nicht aber K-Elektronen ionisiert werden. Die hohen Bindungsenergien von K-Elektronen lassen diese Vorgehensweise gerechtfertigt erscheinen.

Die Behandlung der metastabilen Zustände ($2s$), ($1s2s$), ($1s2p$) und ($1sn > 2$) unterscheidet sich von der anderer Zustände in mehrfacher Hinsicht:

- a) Die Raten-Querschnitte σ_R (S.65 (26)) sind mit den übrigen Querschnitten vergleichbar und müssen in der Zustandsentwicklung berücksichtigt werden.
- b) Von den gebildeten Zuständen (1s2p) und (1sn>2) zerfällt jeweils etwa die Hälfte prompt (s. S.58 Tab.7).
- c) Die Einfangquerschnitte ergeben sich durch Direkt-einfang nach (n,l) (CDWA) und Kaskade.
- d) Relativ große Innerschalen-Querschnitte ((2s)-(2p), (1s2s)-(1s2p)) sind zu berücksichtigen.

Ladungszustand	Konfiguration (Schwefel)							
9+	1s	2s	2p	2p				
	2705	457	412					
11+	1s	2s	2p					
	2864	566	530					
12+	1s	2s	/ 1s	2s	2p			
	2951	622	/ 2940	619	586			
13+	1s	2s	/ 1s	2s	2p	/ 1s	2p	
	3030	675	/ 3169	715	688	/ 3019	642	
14+	1s	/ 1s	2p					
	3112	/ 3250	735					
9+	1s	2s	(Magnesium)					
		396						
10+	1s							
	1671							
11+	1s							
	1880							

Tabelle 10

Bindungsenergien nach Hartree-(Dirac-)Fock-Rechnungen in eV
(Desclaux, 1975, für Magnesium nach Carlson et al., 1970)

In den (der Modellentwicklung zugrundeliegenden) Experimenten ist der Zerfall metastabiler Zustände anhand der beobachtbaren $2E1$ -, Ly_{α} - und K_{α} -Strahlung im Bereich von 20 bis 65cm hinter der Targetaustrittsblende bei festem Druck p (150mtorr) untersucht worden.

Abbildung 16

Übergangsraten
bei S^{14+}

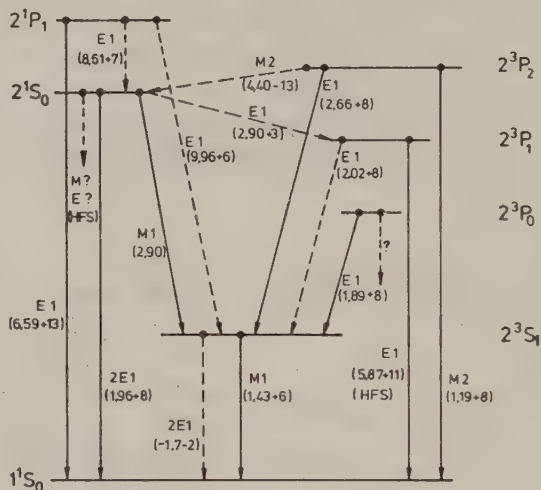
$((1s2s)-(1s^2),$
 $(1s2p)-(1s^2)):$

-- schwache

— starke

Übergänge

$(1.19 \pm 0.19 \cdot 10^8 s^{-1})$



Die $2E1$ -Strahlung setzt sich zusammen aus Beiträgen der Zerfälle von $(2s)$ und $(1s2s)2^1S_0$ (S.69 Tab.11). Ein entsprechender Fit führt zu einer ortsabhängigen Intensitätsbeschreibung (Ph./Ion/cm):

$$I_{2E1}(p,s) = P_1 \exp(-s/19.8) + P_2 \exp(-s/14.1)$$

mit

$$P_1 = (1.68 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}, \quad P_2 = (7.92 \pm 0.48) \cdot 10^{-4}.$$

Die K_{α} -Linie wird durch den relativ kurzlebigen Zustand $(1s2p)2^3P_2$ (Zerfallslänge $v\tau = 7.2\text{cm}$) und den langlebigen Zustand $(1s2s)2^3S_1$ ($v\tau = 1930\text{cm}$) gespeist. Diese Zusammensetzung aus Interkombinationslinien lässt sich mit

$$I_{K_{\alpha}}(p,s) = P_1 \exp(-s/1930.) + P_2 \exp(-s/P_3)$$

$$P_1 = (2.86 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}, \quad P_2 = (4.08 \pm 0.94) \cdot 10^{-3}, \quad P_3 = (5.93 \pm 0.30) \text{cm}$$

Zerfallskanal	-modus	Rate(1/ns)	Lebensd. (ns)	Zerfallsl. (cm)
$(2s)-(1s)$	2E1	$1.36 \cdot 10^{-1}$	7.2	19.8
$(2s)-(1s)$	M1	$2.78 \cdot 10^{-3}$		
$(2^1S_0)-(1^1S_0)$	2E1	$1.96 \cdot 10^{-1}$	5.1	14.1
$(2^3S_1)-(1^1S_0)$	M1	$1.43 \cdot 10^{-3}$	699.	1930.
$(2^3P_0)-(2^3S_1)$	E1	$1.89 \cdot 10^{-1}$	5.3	14.6
$(2^3P_2)-(1^1S_0)$	M2	$1.19 \cdot 10^{-1}$	2.6	7.2
$(2^3P_2)-(2^3S_1)$	E1	$2.66 \cdot 10^{-1}$		
Prompte Übergänge				
$(2^1P_1)-(1^1S_0)$	E1	$6.59 \cdot 10^4$		
			(Gleichbesetzung: $3.32 \cdot 10^4$)	
$(2^3P_1)-(1^1S_1)$	E1	$5.87 \cdot 10^2$		
			(nach Scofield (1974), mit	
$(1s3p)-(1s^2)$	E1	$2.92 \cdot 10^3$	Anzahl der aktiven L- und	
			M-Elektronen skaliert)	

Tabelle 11

Dominante Zerfallsraten, Lebensdauern und Zerfallslängen von $(2s)-$, $(1s2s)-$ und $(1s2p)$ S-Zuständen ($v=12.5v_0=2.75\text{cm/ns}$).
Referenzen: s. Marrus&Mohr, 1978.

fitten. Daraus ergibt sich für den 2^3P_2 eine mittlere Lebensdauer von

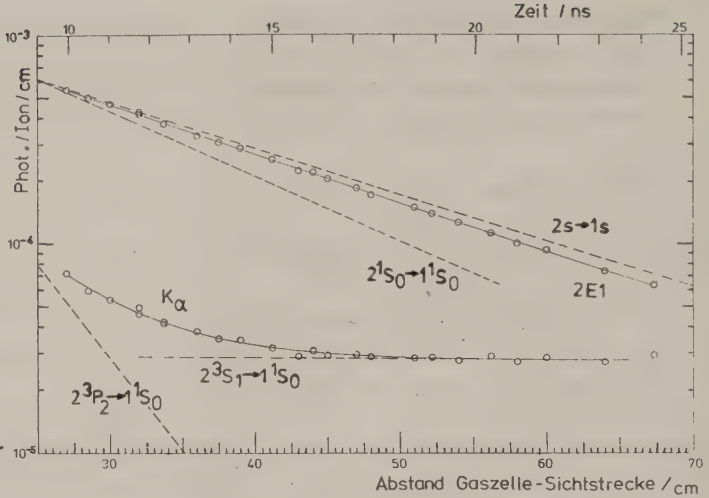
$$\tau(2^3P_2)=2.15\pm 0.12 \text{ ns}$$

bei einer zusätzlich zugelassenen Geschwindigkeitsunsicherheit von 2%. Der Theoriewert (s.o. Tab.11) liegt bei 2.6ns (Johnson&Lin, 1976/77 - s. Marrus&Mohr, 1978).

Abb. 17

Verzögerte
Projektil-
strahlung:

2E1- und $K\alpha$ -
Ausbeuten
in Abhän-
gigkeit von
der Distanz
zwischen Er-
regungs- und
Beobachtungs-
ort.



Daneben sind bei festem Abstand s (21.7 und 59.3 cm) Intensitätsmessungen bei Druckvariation vorgenommen worden. Die beobachteten Ausbeuten lassen sich mit dem Zustandsmodell nachvollziehen, wenn man die Zustände $(1s2s)$ und $(1s2p)$ weiter aufteilt:

$$\begin{aligned} (1s2s) &= (1s2s)2^1S_0 + (1s2s)2^3S_1 \\ \text{und} \\ (1s2p) &= (1s2p)2^3P_0 + (1s2p)2^3P_2 \end{aligned} \quad (28)$$

Dann lässt sich

- a) mit den bei Druck p berechneten Populationen $(2s)$ und $(1s2s)2^1S_0$ die 2E1-Intensität im Abstand s von der Targetaustrittsblende errechnen:

$$I_{2E1} = \sum_i N_i P_i \exp(-s/(v\tau_i)) / (v\tau_i) \quad (29)$$

(τ_i Lebensdauer der Niveaus, $N_i=2$ bei Zweiphotonenzerfall, P_i Populationen).

b) analog a mit den Populationen $(1s2p)2^3P_2$ und $(1s2s)2^3S_1$ die K_α -Intensität errechnen unter Berücksichtigung der $(1s2s)2^3S_1$ -Speisung durch den Zerfall von $(1s2p)2^3P_0$ und $(1s2p)2^3P_2$.

c) auch die Aufteilung der Beiträge zum 2E1 und zur K_α -Linie bei festem Druck überprüfen (S.70 Abb.17).

Da die weitere Aufteilung von $(1s2s)$ und $(1s2p)$ nicht näher bekannt war und Unsicherheiten bei den Querschnitten $\sigma(16 \rightarrow 2s)$ und $\sigma(2s \rightarrow 1s)$ (bzw. $(2s)-(n1)-(1s)$) bestand, wurden diese Größen im Vergleich mit dem Experiment bestimmt:

$$\sigma(16 \rightarrow 2s) = (1.06 \pm 0.10) \cdot 1.36 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

$(1.36 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ nach CDWA unter Kaskadenberücksichtigung)

$$\sigma(2s \rightarrow 1s) = (5.36 \pm 0.57) \cdot 1.10 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$(1.10 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ nach 1.Born unter Kaskadenberücksichtigung)

$$(1s2s): 2^1S_0 (18.4 \pm 1.3)\%, 2^3S_1 (81.6 \pm 1.3)\%$$

$$(1s2p): 2^3P_2 (51.4 \pm 6.7)\%, 2^3P_0 (48.6 \pm 6.7)\%$$

Einfachheit halber wurde dabei angenommen, daß

$$\sigma(1s2s-1s2p) = (16/15)^{19} \sigma(2s-2p) \quad (\text{nach PWBA})$$

und

$$\sigma(1s2p-1s2s) = \sigma(1s2s-1s2p)/3$$

(entsprechend 21+1 Zustandsplätzen).

Im Gleichgewicht ergibt sich

	9+	10+	11+	12+	13+	14+	15+	16+	$\bar{q}$
Rechnung	0.1	0.8	5.7	21.9	41.2	27.4	2.7	0.1	13.0
Messung*	0.0	0.5	4.2	20.8	39.2	31.5	3.8	0.0	13.1

(* Clark et al., 1979: $132\text{MeV } S \rightarrow N_2$; Rechnung für $125\text{MeV } S \rightarrow N_2$).

Einfang	N_2	C	Verlust	N_2	C
(16+)-(1s)	11.3	3.23	(2s)-(16+)	3.36	1.26
(1s)-(1sn>2)	1.42	0.46	(1s)-(16+)	0.28	0.10
(1s)-(1s2p)	2.51	0.78	(1sn>2)-(1s)	12.5	5.00
(1s)-(1s2s)	2.10	0.53	(1s2p)-(1s)	4.10	1.54
(1s)-(1s ²)	3.94	1.24	(1s2s)-(1s)	3.86	1.44
(14+)-(13+)	7.50	2.60	(1s ²)-(1s)	0.63	0.25
(13+)-(12+)	5.00	1.84	(13+)-(14+)	4.12	1.54
(12+)-(11+)	4.00	1.40	(12+)-(13+)	9.00	3.38
(11+)-(10+)	3.00	1.10	(11+)-(12+)	16.0	8.00
(10+)-(9+)	2.50	0.80	(10+)-(11+)	23.8	8.96
			(9+)-(10+)	33.4	11.3

mit Fitfaktoren korrigiert

(2s)-(1s)	59.0	21.7	(1s2s)-(1s2p)	76.4	28.1
			(1s2p)-(1s2s)	19.1	7.03

Tabelle 12

Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem $125\text{MeV } S^{16+} \rightarrow N_2$, C-Gas (CH_4 etc.) in 10^{-18} cm^2 (bei N_2 mit Faktor 2 multipliziert). Nichttabellierte Querschnitte wirken sich auf die Zustandsentwicklung kaum aus.

Abbildung 18

Entwicklung der Röntgen-
intensitäten verzögerter
($2E1$ -, Ly_{α} -, K_{α} -) Strahlung
bei Druckvariation:

Abbildung 18a

Distanz zwischen Gaszellen-
austrittsblende und Sicht-
streckenschwerpunkt 21.7cm

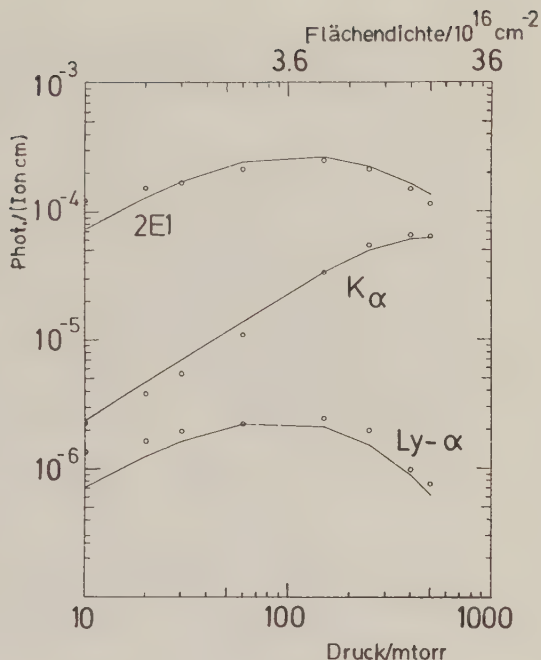
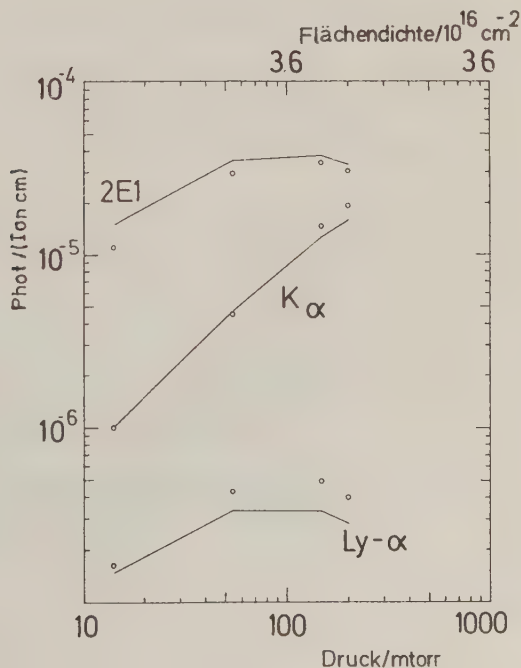


Abbildung 18b

Distanz zwischen Gaszellen-
austrittsblende und Sicht-
streckenschwerpunkt 59.3cm



◦ gemessen
— gerechnet

Zusammenfassung der Ergebnisse (S $\rightarrow$ He, CH₄, N₂, Luft, Ne)

Wir haben mit 125 MeV S¹⁶⁺¹⁵⁺ Ionen in leichte Targetgase (He, CH₄, N₂, Luft, Ne) eingeschossen. Dabei wird überwiegend in angeregte Projektilzustände eingefangen und Wirkungsquerschnitte lassen sich durch Röntgenspektroskopie unter Einzelstoßbedingungen bestimmen. Kaskadenprozesse werden in den zum Vergleich gemachten Modellrechnungen mit Populierungen entsprechend OBKA, EA und CDWA berücksichtigt. Die in Tab. 2-7, S.56-58 dargelegten Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- 1) Die nach CDWA und EA⁻ berechneten totalen Einfangquerschnitte sind in befriedigender Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Die EA⁺ liefert teils zu kleine, die OBKA, deutlich zu große Querschnitte. Die Verwendung von Methan (zusätzliche Protonen) und molekularem Stickstoff (Valenzbindungen) führt nicht zu größeren Diskrepanzen; das ist aber auch zu erwarten, wenn man die mit abnehmender Targetkernladung drastisch abnehmenden Einfangwahrscheinlichkeiten, sowie den vorwiegend in der K-Schale des Targetatoms stattfindenden Einfang bedenkt.
- 2) Sowohl CDWA, als auch EA⁺ liefern eine (n,l)Populierung, die zu den beobachteten Ly _{α} /Ly _{β} -Intensitätsverhältnissen führt (S.57 Tab.6). Die EA⁻ ("prior"-Version der EA) hingegen liefert bei leichteren Gasen (Z_T≤6) (ebenso wie die OBKA, deren Ergebnisse sich nur in den Absolutwerten von der EA⁻ deutlich unterscheidet) falsche Verhältniszahlen. Die Ursache dafür ist möglicherweise die starke Störung der Targetwellenfunktion im (nach 1.Born') behandelten Eingangskanal.

- 3) Der Anregungsprozeß (1s)-(2p) (mit Kaskaden) wird bei nicht zu schweren Targetgasen ($Z_T \leq 7$) mit der 1.Born'schen Näherung offenbar vernünftig beschrieben (Tab.7, S.58). Bei Neon liegt eventuell eine schon zu große Störung der Projektilzustände vor.
- 4) Vergleichen wir die totalen Querschnitte und die α/β -Verhältnisse der Ly-Linien bei S^{16+} mit den K-Intensitäten und -verhältnissen bei S^{15+} Einschluß, so lassen die Unterschiede bei annähernd gleichen Einfangquerschnitten nur den Schluß zu, daß bei (1s)Einschluß ein hoher Anteil der gebildeten (14+) Zustände ($\approx 50\%$ (1s2p) und $\approx 70\%$ (1s3p)) metastabil sein muß (s. S.56 Tab.3-4, S.58 Tab.7).
- 5) Kaskadenbeiträge werden mit abnehmender Targetkernladung immer wichtiger (S.59 Tab.8); Doppeleinfang ist in der Größenordnung $\leq 10\%$ des Einfachprozesses.

Zusätzliche Messungen der durch N_2 -Targetgas induzierten verzögerten Projektilstrahlung führten zu folgenden Ergebnissen:

- 1) Das theoretisch vorhergesagte Verzweigungsverhältnis $R_{M1}/(R_{M1}+R_{E1})$ des Überganges (2s)-(1s) läßt sich innerhalb der Fehlergrenzen experimentell bestätigen.
- 2) Die Lebensdauer des (1s2p) 2^3P_2 wird zu 2.15 ± 0.12 ns bestimmt, im Gegensatz zum Theoriewert (2.6ns).
- 3) Der gefundene (2s)Einfangquerschnitt (mit Kaskaden) stimmt mit dem nach CDWA bestimmten überein; der Quenchquerschnitt (2s)-(2p) ist um einen Faktor 5 größer als der nach 1.Born berechnete.
- 4) Im Gastarget liegt etwa folgende Aufteilung der metastabilen S Zustände (1s2s) und (1s2p) vor:
(1s2s): $2^1S_0/2^3S_1 \approx 1/4$ und (1s2p): $2^3P_2/2^3P_0 \approx 1/1$.

III.4 Wirkungsquerschnitte und Zustandsentwicklungen im Folientarget (C)

Die Bestimmung einzelner Einfang-, Quench- oder Ionisationsquerschnitte, teils unter Berücksichtigung von Kaskadeneffekten, ist für viele verschiedene Stoßsysteme bei niedrigen und hohen Projektilgeschwindigkeiten durchgeführt worden; eine umfassende Studie eines komplexeren Stoßsystems unter Einbezug angeregter Zustände, wie sie bei Stoßprozessen im Festkörper vorliegen, ist allerdings noch nicht gemacht worden.

Ansätze dazu sind erkennbar (Woods, 1984).

Die Untersuchung angeregter wasserstoffähnlicher Populationen im Festkörper ist mit einem Einzelstoß-Modell sinnvoll, solange die zugehörigen Bindungsenergien wesentlich größer als die der Valenzelektronen im Targetatom sind. Dann erfolgen Ladungswechselprozesse vorwiegend im Target-Core und Einzelstoßbedingungen können angenommen werden. Die dichte Packung im Festkörper führt aber dazu, daß angeregte Zustände eine permanente Störung im Restfeld der Targetatome (-ionen) erleben. Die resultierenden Veränderungen in den Wellenfunktionen haben wenig Auswirkungen auf Umladungsquerschnitte, ändern aber die l-Unterbesetzung völlig (s.a. Grosdanov&McDowell, 1985).

Dieser Effekt ist bisher nur bei langsamen Stößen und Einfang- (z.B. Salop, 1979; Hvelplund, 1981) oder Quenchprozessen bei hochangeregten Atomen oder Ionen (Gallagher et al., 1977; Takanaki 1979) beobachtet worden.

Das entwickelte Populationsmodell (Folienprogramm) erlaubt neben der Optimierung von Stoßquerschnitten und Bestimmung von l-Verteilungen auch die Berechnung von Ladungszustandsentwicklungen, die Ermittlung von Fluoreszenz- und Convoyelektronenausbeuten etc.. Die Übertragbarkeit auf andere Stoßsysteme wird am Beispiel $110\text{MeV Mg} \rightarrow \text{C}$ gezeigt. Eine Ausweitung auf Untersuchungen an leichten Ionen mit entsprechend langlebigen angeregten Zuständen in Gastargets ist angezeigt.

III.4.1 Ein erweitertes Populationsmodell

Im Vergleich zu üblicherweise verwendeten Gastargets und -drücken mit Flächendichten in der Größenordnung von 10^{16} cm^{-2} ist selbst bei den dünnsten herstellbaren Folien eine rund hundert mal höhere Flächendichte vorhanden. Den Ratenquerschnitten

$$\sigma_R = R / (\rho_C v) = R \cdot 3.61 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (30)$$

(ρ_C C-Teilchendichte; $v=2.75 \text{ cm/ns}$; R Rate in ns^{-1}) in der Größenordnung von $10^{-19} \dots 10^{-23} \text{ cm}^2$ stehen wesentlich größere Stoßquerschnitte gegenüber und folgedem müssen angeregte Zustände in das Zustandssystem mitaufgenommen werden. Da die Projektilgeschwindigkeit hoch ist, wir mit Kern- oder (1s) Zuständen $\text{S}^{16+}, \text{Mg}^{12+}$ einschießen und sich im Gleichgewicht eine mittlere Ladung von $\bar{q} \approx 14.6$ (11.6) einstellt, genügt es, neben dem Einschußladungszustand vorwiegend wasserstoff-, helium- und lithiumähnliche Zustände zu berücksichtigen. Das Populationssystem besteht damit aus Zuständen mit

keinem Elektron

einem Elektron in einer Projektilschale $n=1..8$

zwei Elektronen (1s²), (1s*) oder (**)

drei Elektronen (1s²2s), (1s²*) oder (1s**),

also zunächst insgesamt aus 15 Zuständen (tatsächlich sind Zustände mit bis zu 7 Elektronen im Computerprogramm implementiert). Hochangeregte Zustände mit $n>5$ sind aufgrund der kleinen Einfang- und großen Verlustquerschnitte sicher schwach populiert, ihre Existenz ist aber nicht mit dem Argument der hohen Festkörperdichte ($\approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $2\text{\AA}$ Abstand benachbarter Atome) wegzudiskutieren.

Den nicht näher spezifizierten Elektronenzuständen * wird zunächst eine n-Verteilung zugeordnet (n Hauptquantenzahl) und dann an die tatsächliche Verteilung angenähert:

- 1) Mit einem gegebenen Satz von Wirkungsquerschnitten wird die Populationsentwicklung bei Einschub mit nackten Projektilkernen durch numerische Integration durchgeführt und die sich einstellende mittlere n -Verteilung im Teilsystem wasserstoffähnlicher Zustände festgestellt.
- 2) Diese n -Verteilung wird in einem Folgeschritt vorgegeben, ein dadurch leicht veränderter Querschnittsatz (durch Mittelung unter Benutzung der Verteilung bei nichtspezifizierten Zuständen) kommt zum Einsatz, eine weitere, "verbesserte" n -Verteilung wird gefunden.

Das Verfahren konvergiert sehr rasch.

Die Benutzung einer mittleren n -Verteilung ($n=2..8$) ist natürlich nur dann gestattet, wenn die Mechanismen, die zu ihrer Entstehung führen, sich über alle Folliendicken bis zum Zustandsgleichgewicht nicht wesentlich ändern. Tatsächlich ist der Einschwingvorgang (zunächst ausschließlich Elektroneneinfang) kurz und die n -Verteilung stabilisiert sich aufgrund der über andere Prozesse dominierenden Ladungswechselvorgänge; nur die gesamte Population H-ähnlicher Zustände nimmt (ausgenommen der $(1s)$) zugunsten He-ähnlicher Zustände ab.

Bei Einschub mit $(1s)$ nimmt die Entwicklung im He-ähnlichen Teilsystem einen vergleichbaren Verlauf, die darin feststellbare n -Verteilung ist nur unwesentlich verschieden; allerdings erzeugt der anfänglich starke $(1s)$ -Anregungskanal dabei im H-ähnlichen Teilsystem eine deutlich andere Verteilung, die aber (ab $\approx 5\mu\text{g}/\text{cm}^2$) rasch durch den Zweistufenprozeß der Ionisation und des nachfolgenden Einfanges abgelöst wird.

Die Berechnung und Mittelung von Einfang- (σ_e), Anregungs- (σ_{ex}) und Verlustquerschnitten (σ_v) wird bei gegebener n -Verteilung P_n folgendermaßen durchgeführt:

a) Einfang	$(n)-(1s^*), (**)$	$\sigma_e = \sum_n \sigma_e(n)$
	$(1s^*)-(1s^{**})$	analog
	$(1s^2)-(1s^{2*})$	analog
b) Verlust	$(1s^*)-(n)$	$\sigma_v = P_n \sigma_v(1s)$
	$(**)-(n)$	$\sigma_v = 2P_n \sum_m P_m \sigma_v(m)$
	$(1s^{**})-(1s^*)$	$\sigma_v = 2\sum_n P_n \sigma_v(n)$
c) Anregung	$(1s^2)-(1s^*)$	$\sigma_{ex} = 2\sum_n P_n \sigma_{ex}(n)$
	$(1s^{2*})-(1s^{**})$	analog
	$(1s^*)-(**)$	$\sigma_{ex} = \sum_n P_n \sigma_{ex}(n)$

(Normierung: $\sum_n P_n = 1$)

Natürlich müssen in jedem konkreten Fall korrekte effektive Projektilkernladungen und -bindungsenergien berücksichtigt werden (S.56 Tab.2 bzw. nach Slater; S.67 Tab.10). Bei zusätzlicher Vorgabe einer (z.B. statistischen $= (2l+1)/n^2$) 1-Verteilung P_{n1} mit l als guter Quantenzahl (Diskussion in nachfolgenden Kapiteln) und Normierung $\sum_l P_{n1} = 1$ ist bezüglich der Unterzustände bei festgehaltenem n analog zu verfahren (d.i. über Ausgangszustände zu mitteln und über Endzustände zu summieren).

Doppelstoßprozesse, wie Elektroneneinfang oder -verlust unter gleichzeitiger An(Ab)regung eines anderen Projektilelektrons (s.a. RTE, Tanis et al., 1982, sowie Doppeleinfang im Gastarget), werden in der Größenordnung von 2..10% berücksichtigt. Mehrelektronen-Ladungswechsel spielen nur bei Projektil-Einschußladungszuständen, die nicht in der näheren Umgebung der mittleren Ladung liegen, eine wesentliche Rolle und werden dann im Modell entsprechend berücksichtigt.

III.4.2 Eingangsdaten: Wirkungsquerschnitte und Meßwerte

Natürlich besteht eine gewisse Unsicherheit, ob die durch Stoß mit nur einem, isolierten Targetatom berechneten Querschnitte im eng gepackten Festkörper überhaupt sinnvoll anwendbar sind. Um dies zu testen, wurde ein Fitprogramm entwickelt, das eine Optimierung verschiedener Querschnittgruppen durch Anpassung an folieninduzierte Projektilröntgenstrahlung und gemessenen Ladungsverteilungen bei verschiedenen dicken Kohlenstofftargets ermöglicht ("Least-Squares-Fit", Cohen et al., 1957).

Dazu ist (sind) mit Schwefelionen (Einschuß von S^{16+} und S^{15+})

- a) prompte Strahlung (Dicken zwischen $2..900\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- b) REC-Strahlung ($3..220\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- c) verzögerte Strahlung (2El, $3..220\mu\text{g}/\text{cm}^2$, Röschen-thaler, 1983)
- d) Ladungszustandsverteilungen ($3..180\mu\text{g}/\text{cm}^2$)

gemessen worden.

Zusätzlich ist in einem Experiment mit Mg-Kernen als Projektilionen prompte charakteristische - und REC-Strahlung bei Folien mit Dicken zwischen 11 und $900\mu\text{g}/\text{cm}^2$ gemessen worden.

Die atomaren Wirkungsquerschnitte für die Zustandsentwicklungen nach (6.1) sind nach Störungstheorien berechnet worden:

- 1) Einfangquerschnitte nach CDWA (II.3.3, S.16), gültig für den Elektroneneinfang aus Target-K-Schalen in wasserstoffähnliche Projektilzustände unter der Bedingung, daß die Projektilgeschwindigkeit größer als die Orbitalgeschwindigkeiten in Anfangs- und Endzustand ist. Es besteht keinerlei Einschränkung bezüglich der Target- oder Projektilkernladung Z_T , Z_P .

- 2) Ionisationsquerschnitte nach PWBA (II.2, S.7),
gültig für durch eine "kleine" Störung verursachte Ionisationsprozesse. Die (den Elektronenverlust bewirkende) effektive Targetkernladung soll klein gegenüber der Projektilkernladung sein, $Z_T \ll Z_P$, und die auf K-Schalenradius des Targetatoms normierte Projektilgeschwindigkeit soll groß gegen die auf K-Schalenradius des Projektilions normierte Orbitgeschwindigkeit sein (schneller Stoß), d.i. $v/Z_T \gg v_e/Z_P$ ($=1/n$ bei H-ähnlichen Zuständen).
- 3) An- und Abregungsquerschnitte nach 1.Born'scher Näherung (II.2); Gültigkeitsbereich wie unter 2.
- 4) Strahlender Elektroneneinfang (REC) nach IA (II.4),
gültig bei schnellen Stößen mit Projektilgeschwindigkeiten v , die wesentlich größer als die Elektrogeschwindigkeiten im Targetatom sind.
- 5) Querschnitte entsprechend den Raten der spontanen Übergänge (S.25 (5.6) und Gl.(30), S.77); bei H-ähnlichen Projektilionen Dipolnäherung mit $\Delta n \neq 0$ und Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ und bei He-ähnlichen Projektilionen nach Tab.11, S.69 (Gleichbesetzung).

Damit sind folgende Einschränkungen gegeben:

Die nach CDWA berechneten Einfangquerschnitte in die Projektil-K-Schale sind (bei $Z_P=16$) unzuverlässig, umso mehr, als bei schon einfach besetzter K-Schale ein extrem nichtwasserstoffähnlicher Endzustand erreicht wird.

Die Raten und daraus resultierenden Verzweigungsverhältnisse ((5.7), S.25) bei H-ähnlichen Projektilzuständen sind nur mit 1 als guter Quantenzahl (ohne starke äußere Einwirkung, s. II.5.3, S.29) in diesem Teilsystem gültig, aber eventuell nicht ohne Folgen auf das He-ähnliche Teilsystem übertragbar (metastabile Zustände!).

Allgemein können die abgeschätzten Querschnitte bezüglich nichtwasserstoffähnlicher Projektilzustände fehlerhaft sein; da aber jedes Teilsystem eines bestimmten Ladungszustandes durch Anpaßparameter von den anderen Teilsystemen weitgehend entkoppelt wird (wird später noch näher erläutert), sind die daraus folgenden Auswirkungen auf das vor allem interessierende Teilsystem der wasserstoffähnlichen Zustände nicht gravierender Natur.

In dem Folien-Fitprogramm wird nach Einlesen von Experimentdaten, Wirkungsquerschnitten, Übergangsraten und Verzweigungsverhältnissen, $n(l)$ Verteilung und sonstigen Fitoptionen eine Routine aufgerufen, in der die Populationsentwicklung durch numerische Integration des Differentialgleichungssystems (6.1) (S.32) berechnet wird. Damit ist die Zustandsverteilung $P_i(x)$ in Abhängigkeit von der Targetdicke x nach jedem Integrationsintervall $[x-\Delta x_j, x]$ gegeben und damit sind

- a) die Ladungszustände bei einer gewünschten Targetdicke durch Aufsummation in den Teilsystemen (Kern-, wasserstoff-, helium-, lithiumähnliche Zustände)
- b) REC-Intensitäten aus dem Folieninneren durch Aufsummation der im Dickenintervall Δx_j anfallenden Strahlung
(ohne Populationsmodell: s. Betz et al., 1974 bzw. Tanis&Shafroth, 1978; Zweikomponentensystem)
- c) 2El-Intensitäten, gemessen in einer Entfernung s hinter der Folie aus den unmittelbar nach Verlassen der Folie sich nach Kaskadenprozessen einstellenden Populationen ($2s$) und $(1s2s)2^1S_0$ nach (29), S.70.
- d) prompte Röntgenintensitäten, die sich aus Anteilen aus dem Folieninneren und durch Zerfall der angeregten Zustände hinter der Folie zusammensetzen, in ähnlicher Weise wie bei b und c

berechenbar. Anschließend findet ein Vergleich mit den Experimentdaten statt. Durch gezielte Variation einzelner Querschnitte und Querschnittgruppen, sowie nur ungenau bekannter Größen (z.B. Anteil metastabiler S^{14+} -Zustände) lässt sich eine optimale Anpassung erreichen.

Zu den sich aus der Parametervariation ergebenden, im wesentlichen statistischen Fehlern (Linienauswertung, Foliendicken- und Strahlintensitätsschwankungen) müssen bei der Auswertung der Experimente gemachte systematische Fehler addiert werden. Sie können durch Cup- und Raumwinkelnormierung, Efficiency-korrekturen, Targetverunreinigungen (bei sehr dünnen Targetfolien) und Energieverlust der Projektilionen (bei sehr dicken Folien) bedingt sein. Fast alle Messungen sind wiederholt durchgeführt worden und die Targetfoliendicken nach verschiedenen Methoden bestimmt worden (optisch oder wägetechnisch; Energieverlust von α -Teilchen; Rutherford-Streuung); alle Ergebnisse (Röntgenintensitäten und Ladungsverteilungen) sind mit einer Variationsbreite von 5..15% reproduzierbar.

III.4.3 Gruppierung und Optimierung der Querschnitte

Folgende Querschnitte (-gruppen) und Fitgrößen sind berücksichtigt worden:

Symbol	Parameterfunktion
--------	-------------------

Gruppen

CDW	Variation der Querschnitte für Einfang in angeregte Projektilzustände.
ION	Variation der Ionisationsquerschnitte (Anregung in Kontinuumszustände).
BB1S	Variation der (1s)Anregungsquerschnitte.
BB	Variation sonstiger An- und Abregungsquerschnitte ("bound-bound").

Einzelquerschnitte

CAP1S	Variation des Einfangquerschnittes für Einfang in eine unbesetzte Projektil-K-Schale.
C1S1S	Variation des Einfangquerschnittes für Einfang in eine einfach besetzte Projektil-K-Schale.
REC	Variation des Querschnittes für strahlenden Elektroneneinfang in die Projektil-K-Schale (bei einfach besetzter Schale $\sigma_{REC}(1L.) \approx 0.43 \sigma_{REC}(2L.)$).

Populationsanteile

HEKA	Variation des Anteils nichtmetastabiler (1s2p)-Zustände.
HEKB	Variation des Anteils nichtmetastabiler (1s3p)-Zustände.
H2E1	Variation des Anteils an (2s)Zuständen unmittelbar hinter der Folie (ohne Kaskadenanteil).

Symbol	Parameterfunktion
HE2E1	Variation der $(1s2s)2^1S_0$ -Besetzung unmittelbar hinter der Folie (hier mit Kaskadenanteil).
LVAR	Variation der (innerhalb (?) und) hinter der Folie sich einstellenden l-Verteilung.
RATE(2,3,4)	Variation der spontanen Übergangsraten (RATE) bzw. der Anteile der Schalen $n=2,3,4$, die spontane Übergänge machen können.
AUGER	Variation der Fluoreszenzausbeute bei Ein- und Zweielektronensystemen.

Dabei sind in erster Linie die entscheidenden Informationen

- bei Elektroneneinfang und -verlust Anstieg und Abfall der Röntgenintensitäten bei kleinen Targetdicken (bis $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$) und Ladungszustandsverteilungen
- speziell bei Einfang in die Projektil-K-Schale die mit zunehmender Targetdicke ansteigenden REC-Intensitäten (Maß für die Anzahl freier K-Löcher)
- bei $1s$ -Anregung die Ly-Intensitäten bei S^{15+} -Einschuß und dünnen Targets ($<20\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- bei der Bestimmung der l-Verteilung hinter der Folie die Intensitätsverhältnisse zwischen den Ly-Linien bei dünnen Targets (kaum Strahlung aus dem Folieninneren, s. Abb.22a,b) und die beobachteten 2E1-Intensitäten ($(2s)$ Besetzung)
- bei Augerprozessen die hinter der Folie auftretenden Diskrepanzen im Vergleich mit gemessenen Ladungsverteilungen
- bei den Schalen-Anteilen wasserstoffähnlicher angeregter Zustände, die prompt zerfallen, der Intensitätszuwachs der Ly-Linien bei sehr großen Targetdicken ($>400\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- bei dem Anteil zusätzlicher 2E1-Intensität, herrührend von $(1s2s)2^1S_0$ - $(1s^2)$ Übergängen, das 2E1-Defizit bei großen Targetdicken gegenüber der gemessenen Strahlung
- bei der Bestimmung des Anteils nichtmetastabiler S^{14+} -Zustände die gemessenen K-Röntgen- und REC-Intensitäten, sowie die Ladungszustandsverteilungen.

Trotz dieser einfachen Kausalitätsbeziehungen ist eine unabhängige Bestimmung der Parameter anhand der geschilderten Kriterien nicht sinnvoll, da enge Wechselwirkungen bestehen. Beispiele stark gekoppelter Parameter sind:

BB1S-C1S1S, BB1S-CAP1S:	Zustände mit unbesetzter K-Schale
LVAR-RATE:	Zusammensetzung der Intensitäten durch Zerfälle in und hinter der Folie
CDW-ION, CDW-CAP1S:	Ly-Intensitäten und Absolutausbeuten
ION-CAP1S, RATE-CAP1S:	K-Lochbesetzungsvorgänge
RATE2-RATE3:	Bestimmung der (2p)- bzw. (3p)Schalen- anteile (mit (3p) ändern sich auch (3d) und (3s) !)
H2E1-HE2E1:	2E1-Zusammensetzung ((2s)-(1s), (1s2s) 2 ¹ S ₀ -(1s ²)1 ¹ S ₀)
HEKA-C1S1S, HEKB-C1S1S:	nichtmetastabile Zustände und Zustände ohne K-Loch.

Die dielektronische Rekombination (Tanis et al., 1982: "Radiative Transition and Excitation (RTE)), speziell der Einfang unter Anregung eines Projektil-K-Elektrons ist zu 5% des Anregungsquerschnittes $\sigma_{ex}(1s-2p)$ abgeschätzt worden.

III.4.4 Angeregte Projektilzustände

Angeregte Zustände im Folieninneren

Die Weglänge, die ein gebildeter angeregter (z.B. H-ähnlicher) Projektilzustand in der Folie überlebt, lässt sich folgendermaßen abschätzen:

Der totale Vernichtungsquerschnitt eines solchen spezifizierten Zustandes durch Ionisation, An- oder (spontane, stoßinduzierte) Abregung oder weiteren Elektroneneinfang liegt in der Größenordnung von $2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ und damit ist ohne weitere Populierung nach einer Foliendicke $x \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, d.i. $0.2 \mu\text{g/cm}^2$ oder etwa $20a_0$ (a_0 Bohr'scher Radius, $.529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$) der Zustandsanteil auf $1/e$ seines anfänglichen Wertes abgesunken.

Der Valenzschalenradius des Targetatoms liegt bei $1.5a_0$, ebenso wie der halbe Abstand benachbarter Targetnuklei, so daß praktisch die gesamte Zerfallslänge durch Targetatom-Innerschalenbereiche führt. Die dabei auftretenden atomaren Störfelder bewirken mit hoher Wahrscheinlichkeit eine (mehr oder weniger) vollständige Mischung der Projektil-Innerschalenzustände und die Herausbildung Stark-Effekt-ähnlicher Niveaus.

Eine genaue störungstheoretische Behandlung dieser Mischvorgänge wird erschwert durch die in Richtung und Stärke ständig sich ändernden Felder. Möglicherweise wirkt sich auch die Stoßresonanz bei $n=2$ ($v/(3a_0) \approx v_{\text{Orbit}}/a_{\text{Orbit}}$, $3a_0$ Target-Kern-Kernabstand) aus.

Ein einfaches Modell liefert der Stark-Effekt unter dem Einfluß eines homogenen äußeren Feldes. Die Lambshift-Aufspaltung der Schwefel $(2s)_{1/2^-}$, $(2p)_{1/2^-}$ -Niveaus liegt bei 0.11 eV (Erickson, 1977) und bei Feldern, die eine wesentlich höhere Niveauschiebung bewirken (-im Valenzelektronenbereich der Targetatome ist die Feldstärke $F < \text{Bindungsenergie}/\text{Radius}$, also in der Größenordnung von 1 und nach (5.12), S.29, $\Delta\epsilon(2s) \approx 5 \text{ eV}$, die Feinstrukturaufspaltung dagegen nur 3 eV), findet eine Zustandsmischung statt. Die wesentliche Konsequenz daraus ist eine Lockerung der Auswahlregel für spontane Übergänge (anstelle $\Delta l = \pm 1$ tritt $\Delta m = 0$

oder ± 1) und, nimmt man weiter an, daß die Störung lange genug auf die angeregten Zustände einwirkt, eine Gleichbesetzung der Stark-Niveaus (n, n_1, n_2, m) mit einem relativ hohen Schalenanteil $(3n-2)/n^2$ (s. S.31 (5.17)), der spontane Übergänge nach (1s) machen kann.

Eine Schalenmischung ist dagegen bei den betrachteten Zuständen $n=2..8$ unwahrscheinlich, da die Stark-Verschiebung < Bindungsenergie der Valenzelektronen ($\approx 27\text{eV}$ bzw. 1at.E.) $< \epsilon_P = (Z_P/n)^2/2$.

Das Doppelfolienexperiment

Eine vollständige Mischung des (2s)Projektilzustandes mit (2p) innerhalb der Folie lässt sich durch ein Doppelfolienexperiment, das wir durchgeführt haben, aufzeigen:

Durch eine $11.5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Folie werden bei Einschub mit S^{16+} neben anderen auch (2s)- und $(1s2s)2^1S_0$ -Zustände (≈ 2.5 bzw. 0.5%) gebildet und über den 2E1-Zerfall hinter der Folie in einer Entfernung von 15.0cm registriert. Die beobachteten Intensitäten wachsen in diesem Dickenbereich noch mit zunehmender Targetdicke leicht an mit einem breiten Maximum bei etwa $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Abb.19b, S.90). Setzen wir jetzt unmittelbar dahinter eine vergleichsweise dünne Folie ($1.6\mu\text{g}/\text{cm}^2$), dann folgt:

a) Keine Zustandsmischung

Die in der ersten Folie gebildeten angeregten Zustände machen spontane Übergänge in den Grundzustand; $(16+)$, (2s), $(1s2s)2^1S_0$ und sonstige metastabile Zustände bleiben fast unverändert;

nach Eintritt in die dünne Folie sollte die Zustandsentwicklung der (2s)Population nahezu kontinuierlich fortgesetzt werden; $(1s2s)2^1S_0$ wird durch Einfang jetzt etwas stärker populierte ((1s) durch Abregung vergrößert), so daß insgesamt die beobachtbare 2E1-Intensität gleich oder leicht größer sein sollte.

Die Länge der Pfeile
((1s) und (1s2s)2¹S₀
um Faktor 10 vergrößert)
repräsentiert
die Zustandsanteile.

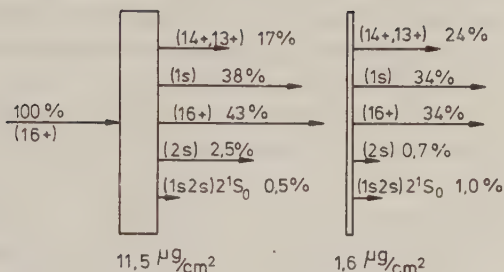


Abbildung 19a
(2s)Quencheexperiment

b) Zustandsmischung:

Die in die dünne Folie eintretenden (2s)- und (1s2s) 2¹S₀-Anteile mischen mit (2p) bzw. (1s2p) ((2p) zunächst nicht vorhanden) und bei der Wiederausbildung dieser Zustände hinter der Folie ist eine deutliche Abnahme, d.h. eine deutlich geringere 2E1-Intensität registrierbar.

Die Beobachtung im Experiment

		2E1-Intensität (unnormiert)
"dünne" Folie	1.6µg/cm ²	7.43·10 ⁻⁵
"dicke" Folie	11.5µg/cm ²	2.02·10 ⁻⁴
beide Folien	(11.5+1.6)µg/cm ²	1.14·10 ⁻⁴

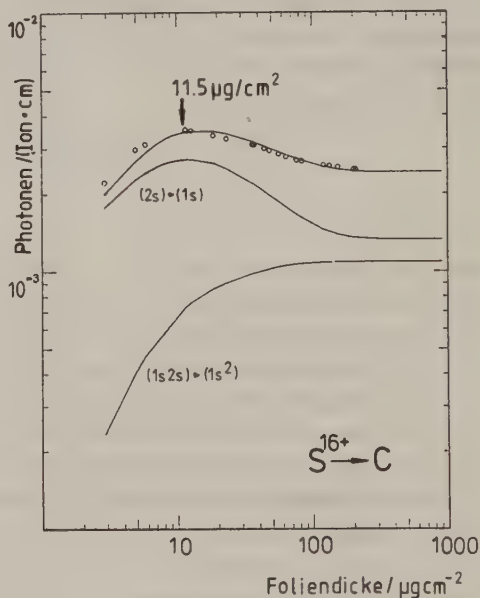
und der Vergleich mit der Rechnung unter Annahme b) mit optimierten Querschnitten nach Tab.16b, S.104 und Aufteilung (2s)/(2p)=1/4 (S.97 Tab.14a)

Intensitätsverhältnis	Experiment	Rechnung
I(1.6)/I(11.5)	.37±.05	.35
I(11.5+1.6)/I(11.5)	.56±.08	.50

legen es in Verbindung mit einem auch unter dem Einfluß äußerer elektrischer oder magnetischer Felder beobachtbaren (2s) Quencheffekt nahe, diese Zustandsmischung auf die Störung in den atomaren Restfeldern der Targetatome zurückzuführen.

Abbildung 19b

2E1-Intensitätsver-
lauf in Abhängigkeit
von der Targetdicke
o gemessen
— gerechnet
(Erweitertes Popula-
tionsmodell mit opti-
mierten Querschnitten)



Experiment mit beschichteten Folien

Mit goldbeschichteten Kohlenstoffolien lässt sich ein Experiment durchführen, in dem fast ausschließlich Projekttilstrahlung aus dem Folieninneren spektroskopiert wird. Damit wird eine direkte Überprüfung der mit dem erweiterten Populationsmodell berechenbaren Strahlungsanteile aus dem Inneren der Folie (Abb.22, S.107) möglich:

Schießen wir mit hochbeschleunigten Schwefelkernen in eine dünne Gold-Targetfolie ein, so ergibt sich bei Gleichgewichtsdicke eine mittlere Ladung $\bar{q}=13.2$ (Scharfer et al., 1977) mit

einem geringen Anteil an Schwefelionen mit noch unbesetzter K-Schale ($\approx 0\%$ (16+) und 6% (15+)). Da bei der hohen Targetkernladung große atomare Stoßquerschnitte wirksam sind (Ionisationsquerschnitte $\sim Z_T^2$, Einfangquerschnitte $\sim$ Anzahl an Targetelektronen mit Bindungsenergien im keV-Bereich), stellt sich das Zustandsgleichgewicht schon bei kleinen Targetdicken ($< 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) ein. Wird der Röntgendetektor nun auf die Eintrittseite einer mit Gold beschichteten C-Folie gerichtet, dann wird der normalerweise hinter der Folie anfallende Strahlungsanteil durch prompten Zerfall der gebildeten angeregten wasserstoff- und heliumähnlichen Zustände zweifach unterdrückt:

- 1) Nach Eintritt der Projektilionen in die Goldbeschichtung erfolgt eine sehr schnelle Umladung in hauptsächlich Li-ähnliche Zustände; durch dabei auch verstärkt auftretende Einfänge in die S-K-Schale sind K-Röntgenübergänge dann viel unwahrscheinlicher.
- 2) Der dennoch hinter der beschichteten Folie auftretende Strahlungsanteil wird zu einem Großteil (ca. 80%) in der Goldbeschichtung absorbiert.

Das Experiment wurde mit drei jeweils mit $310 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Gold beschichteten Kohlenstofftargets ($104, 167$ und $560 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) durchgeführt. Der Winkel zwischen Foliennormale und Strahlachse betrug 50° , zwischen Detektor und Strahlachse 90° . Auf Selbstabsorption in den Targetfolien wurde korrigiert (bei $560 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ly_α -Intensität $+8\%$, Ly_β -Intensität $+4\%$). Vergleichen wir Experiment und Rechnung mit optimierten Querschnitten (s.a. Abb. 22a,b, S.107):

Experiment				Rechnung			
eff. Dicke	Ly_α	Ly_β	$\text{Ly}_\alpha/\text{Ly}_\beta$	Dicke	Ly_α	Ly_β	$\text{Ly}_\alpha/\text{Ly}_\beta$
162	.272	.0114	23.9	154	.217	.0109	19.9
261	.336	.0145	23.2	254	.323	.0162	19.9
875	1.005	.0487	20.6	901	.999	.0499	20.0

Zum Vergleich nur Goldfolie (Linienpositionen festgehalten)

eff. Dicke Ly_{α} Ly_{β} Ly_{α}/Ly_{β}

484 .068 .012 5.7

(angegebene Dicken in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, Ly -Intensitäten in Photonen/Ion).

Bei dem dünnsten goldbedampften Kohlenstofftarget liegt die goldschichtbedingte Strahlungskorrektur bei 100% und der Fehler des angegebenen Ly_{α}/Ly_{β} -Intensitätsverhältnisses in der Größenordnung von 30%, ansonsten bei 5..15%.

Der Vergleich zeigt, daß die Berechnungen der Strahlung aus dem Folieninneren mit dem entwickelten Populationsmodell experimentell bestätigbar sind und gibt uns Vertrauen in die dahinterstehende Methodik.

Angeregte Zustände hinter der Folie

Bei dünnen Targets ($<50\mu\text{g}/\text{cm}^2 = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) wird die prompte Röntgenstrahlung praktisch ausschließlich durch Zerfall angeregter Zustände hinter der Folie gemacht und eine Klassifizierung nach l-Unterstufen ist hier (im Gegensatz zum Folieninneren) erlaubt. In Kapitel III.3 (S.55) haben wir gesehen, daß die Ly -Intensitätsverhältnisse ein Indikator für die (n,l)Besetzung H-ähnlicher Zustände sind.

Nehmen wir nun eine (n,l)Besetzung an, die ausschließlich durch Elektroneneinfang in wasserstoffähnliche Projektilendzustände entsteht, dann stellt sich ein Ly_{α}/Ly_{β} -Verhältnis von etwa 3.4 (CDWA, S.57 Tab.6) ein. Tatsächlich beobachtet man schon bei allerdünnsten Folien (bis $1.2\mu\text{g}/\text{cm}^2$ untersucht) ein Linienverhältnis von 8..9 und hat damit eine sicher andere l-(eventuell n-)Besetzung vorliegen. Die Kaskadenrechnung mit einigen Modell-l-Verteilungen ergibt:

Verteilung	Ly_{α}/Ly_{β}		Ly_{α}/Ly_{∞}	
	Rechnung	Experiment	Rechnung	Experiment
$n : CDWA$	7.0	≈ 9 ($S^{16}_{\rightarrow C}$)	15.0	≈ 23 ($S^{16}_{\rightarrow C}$)
$l : (2l+1)/n^2$				
$n : 1.Born$	14.4	$\approx 13^*$ ($S^{15}_{\rightarrow C}$)	51.8	≈ 27 ($S^{15}_{\rightarrow C}$)
$l : (2l+1)/n^2$				
$n : CDWA$	8.0	≈ 9 ($S^{16}_{\rightarrow C}$)	22.1	≈ 23 ($S^{16}_{\rightarrow C}$)
$l : \exp(0.6 \cdot l)/N$				

Tabelle 13

Ly -Intensitätsverhältnisse mit statistischer und Exponential- l -Verteilung (N Normierungsfaktor) bei Einfang nach CDWA und Anregung nach 1.Born. (* Unsicherer Wert wegen nur ungenauer Kenntnis der Beiträge zur Ly_{β} -Linie durch K-Linien an der Seriengrenze; $\infty \approx$ Gesamtintensität der Übergänge ($n \geq 4$)-(1s))

Dieser Vergleich deutet schon an, daß vorwiegend hohe l -Zustände stark populiert werden. Dadurch wird über die Yrastlinie (($n, l=n-1$)-($n-1, l=n-2$)) (2p) im Gegensatz zu (3p) stark gefüttert und ein großes Ly_{α}/Ly_{β} -Linienverhältnis stellt sich ein. Das Modell einer exponentiell ansteigenden l -Verteilung $\exp(P \cdot l)$ (P Fitparameter) in den Schalen $n=3..8$ hat sich in den Fitversuchen am erfolgreichsten bewährt. Sie bildet sich möglicherweise durch Projektion von in der Folie vorliegenden Stark-Niveau-ähnlichen auf hinter der Folie vorliegende H-ähnliche Zustände heraus.

Bei höherangeregten Zuständen mit $n \geq 5$, $l \geq 3$ kann eine Sättigung des exponentiellen Anstieges und eine Ablösung durch einen anderen funktionalen Verlauf eintreten.

Ein im Vergleich zu Ly_{α}/Ly_{β} - noch größeres Intensitätsverhältnis (≈ 14) stellt sich bei den K-Linien He-ähnlicher Projektilezustände, wieder bei dünnen Folien untersucht, ein. Dafür verantwortlich wird, neben einer womöglich verändernden (n, l) Besetzung und etwas unterschiedlichen Verzweigungs-

verhältnissen, wohl hauptsächlich ein verschieden großer Anteil an metastabilen Zuständen in (1s2p) und (1s3p) sein. Bei niedrigen Drücken ergab sich im Fall 125MeV $S^{16+} \rightarrow CH_4$ ein Ly_α/Ly_β -Intensitätsverhältnis von ≈ 3.7 und bei $S^{15+} \rightarrow CH_4$ ein K_α/K_β -Verhältnis von ≈ 6.1 . Nehmen wir an, daß ausschließlich der Unterschied in der Besetzung von (1s2p) und (1s3p) mit metastabilen Zuständen dafür Ursache ist, dann müßte mit

$$V = (K_\alpha/K_\beta) / (Ly_\alpha/Ly_\beta)$$

gelten:

$$V_{Gas} = V_{Folie} \cdot$$

Tatsächlich ist $V_{Gas} = 6.1/3.7 \approx 1.6$ und $V_{Folie} = 14/8.5 \approx 1.6$.

Im Gasstoß stellt sich ein K_α/K_β -Verhältnis von 6.1 ein, wenn man annimmt, daß bei einem Anteil A spontan zerfallender Zustände in (1s2p) nur ein Anteil $B \approx 0.6 \cdot A$ in (1s3p) vorliegt. Gleiches gilt im Folienfall (s. Ergebnisse, S.96).

III.4.5 Ergebnisse mit Schwefel-Projektilionen

Eine Optimierung der Theoriequerschnitte durch Fit an gemessene Röntgenintensitäten und Ladungsverteilungen ist nur möglich, wenn die Startwerte der Anpaßparameter vernünftig gewählt sind und keine konzeptionellen Programmfehler (bei korrekten, teils gemittelten Wirkungsquerschnitten) vorliegen. Ansonsten bewirken auftretende Unsymmetrien zu große Parameter-(Querschnitt-)änderungen und die numerische Integration von (6.1) ist nicht mehr durchführbar. Natürlich hängen die Parameter der Querschnitte (bzw. -gruppen), die die Absolutausbeute an Röntgenstrahlung beeinflussen (z.B. CDW, BB1S, REC, s. Gruppierung), direkt von den gemessenen Intensitäten ab und entsprechende Abolutmeßfehler (5..15%, s. S. 83) müssen zu den aus der Parametervariation resultierenden Fehlern addiert werden.

Für das Stoßsystem $125\text{MeV S}^{16+,15+} \rightarrow \text{C}$ ergibt sich:

Symbol	Kurzerklärung	vor	/nach Fit
Querschnittgruppen			
CDW	Einfang in angeregte Zustände	1.	.82±.03
ION	Anregung in Kontinuumszustände	1.	1.03±.03
BB1S	Anregung von K-Elektronen	1.	.94±.04
BB	Sonstige Anregungsquerschnitte	1.	(kein Fit)

Einzelquerschnitte (in 10^{-18}cm^2 , bei REC in 10^{-24}cm^2)

CAP1S	Einfang in leere K-Schale	.14	.30±.03
C1S1S	Einfang in einfach besetzte K-Schale	.09	.19±.03
REC	Strahlender Einfang in leere K-Schale	1.25	1.26±.02

Symbol	Kurzerklärung	vor	/nach Fit
--------	---------------	-----	-----------

Populationsanteile (s.a. Ergebnisse III.3, S.75)

HEKA	Anteil nichtmetastabile (1s2p)	50%	(55±2)%
HEKB	Anteil nichtmetastabile (1s3p)	30%	(33±1)%
H2E1	(2s)-Anteil in (n=2) hinter der Folie	17%	(22±1)%
HE2E1	2 ¹ S ₀ -Anteil in (1s2s) hinter der Folie	20%	(31±4)%

Faktoren bezüglich spontaner Übergänge

LVAR	exp-1-Verteilung hinter der Folie	.50	.63±.03
AUGER	Fluoreszenzausbeute bei (**) und (1s**)	.50	.73±.08

Anders als bei CDW, BB1S etc. werden die Querschnitte der ION-Gruppe mit einem von n (Hauptquantenzahl) abhängigen Faktor $F=n^{P-1}$ (P Fitparameter) multipliziert. Damit wird zum einen eine Stabilisierung der auf K-Schalenzustände sonst noch wirkenden Querschnitte erreicht und zum anderen die Möglichkeit geschaffen, hochangeregte Projektilzustände (bei denen das Einzelstoßkonzept nicht ohne weiteres anwendbar ist) stärker beeinflussen zu können.

Die sich nach Fit im Mittel einstellende n-Verteilung angeregter H-ähnlicher Zustände

n=	2	3	4	5	6	7	8
	39.6	23.7	14.1	9.0	6.1	4.3	3.1 %

liegt nahezu unverändert auch bei Gleichgewichtsdicken vor. Beziehen wir in diesem Fall noch die (1s)Population mit ein, so ist die Verteilung mit

n=	1	2	3	4	5	6	7	8
	66.6	14.7	7.6	4.3	2.7	1.8	1.3	0.9 %

gegeben.

Die nach LVAR (d.i. $\exp(0.63 \cdot l)$) sich ergebende 1-Verteilung hinter der Folie ist von der nach CDWA gegebenen (offenbar vernünftig im Gasstoß-Experiment, s. III.3, S.57) für $n > 2$ sehr verschieden :

n	Gas (Einzelstoß)					C-Folie (nach Austritt)					
2	17	83				22	78				%
3	13	53	35			16	29	55			%
4	11	45	35	9		8	15	27	51		%
5	11	42	34	12	2	4	7	14	26	48	%
6 etc.	nach CDWA					nach $\exp(0.63 \cdot l)$					
1=	0	1	2	3	4	0	1	2	3	4	

Tabelle 14a

Sich durch Einfang im dünnen Gastarget einstellende 1-Verteilung und Vergleich mit der 1-Verteilung unmittelbar hinter dünnen C-Folien (110MeV Mg $\rightarrow$ C s. S.111 Tab.14b).

Gleichwohl die im Fit gefundene 1-Besetzung einer $(2l+1)/n^2$ -Verteilung ziemlich nahe kommt, kann sie nicht durch diese ersetzt werden (s. S.92 Tab.13); daß diese Besetzung auch im Folieninneren unverändert vorliegt, ist zweifelhaft. Die nahezu entarteten (H-ähnlichen) Zustände (Aufspaltung bei $(2s)_{1/2} - (2p)_{3/2}$ ca. 3eV, sonst <1eV, Erickson, 1977) liegen im Einflußbereich starker atomarer Felder und Stark-Effekt-ähnliche Auswirkungen (wie durch die Felder der Nachbaratome in einem Kristall) sind zu erwarten.

Greifen wir dennoch diese Vorstellung auf, so müssen die Raten der spontanen Übergänge $(np)-(1s)$, oder äquivalent dazu, die Besetzungsanteile (np) einer Schale n um einen Faktor 1.64 ± 0.06 erhöht werden. Vergleichen wir mit unabhängig von irgendeiner 1-Verteilung im Fit gefundenen Schalenanteilen nn:

1.64(np) RATE	Fit RATE(2,3,4)
2p (122 $\pm$ 5)%	2n (125 $\pm$ 6)%
3p (46 $\pm$ 2)%	3n (43 $\pm$ 3)%
4p (23 $\pm$ 1)%	4n (23 $\pm$ 2)% .

Natürlich ist es unsinnig, 122 bzw. 125% einer Schale zerfallen zu lassen und im Falle der Projektil-L-Schale müßten tatsächlich höhere Übergangsraten angenommen werden; aber zwei Effekte sind noch unberücksichtigt geblieben:

- a) Die Ratenerhöhung wird verursacht durch eine starke Anisotropie der Strahlung aus dem Folieninneren. Diese Ursache lässt sich aufgrund eigener Messungen ziemlich sicher ausschließen:

	Dicke in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	K_α	Ly_α	K_β	Ly_β
<u>Tabelle 15a</u>	11.5	.366	-.019	.408	.023
Alignment	76	-.032	.000	-.060	.028
$I_{90}-I_{45}/(I_{90}+I_{45})$	133	.030	.002	.030	.013
(I_{90} =Intensität unter	409	.039	.002	.030	.013
90° Beobachtungswinkel)	588	.039	-.009	.055	.021

- b) Durch den Energieverlust, den die Projektilionen in den inelastischen Stößen mit den Targetatomen erleiden, sinkt die Geschwindigkeit von $v=12.5v_0$ auf $11.8v_0$ bei $1\text{mg}/\text{cm}^2$ ab ($v_0=\alpha c$, $\alpha=1/137$) und die Einfangquerschnitte vergrößern sich um etwa 60%, die Verlustquerschnitte um bis zu 10%. In diesem Geschwindigkeitsbereich skalieren die

Einfangquerschnitte/Verlustquerschnitte mit

$n=1$	nahezu konstant	
$n=2$	v^{-7}	$v^{-1.1}$
$n \geq 3$	v^{-8}	$v^{-1.8}$

Dadurch wird bei großen Targetdicken ein weiterer Abbau der (16+)Population (ohne Energieverlust im Gleichgewicht $\approx 16\%$) zugunsten der angeregten H-ähnlichen Zustände bewirkt und damit der Strahlungsanteil aus dem Folieninneren vergrößert;

im Fit wirkt sich diese Vergrößerung der Einfangquerschnitte als zusätzliche Erhöhung des (bzw. der) RATE-Parameter(s) aus. Tatsächlich lässt sich allerdings eine Erhöhung der spontanen Übergangsraten dennoch nicht ganz ausschließen (s. Ueda, 1980). Normieren wir auf $(2p)=100\%$ und vergleichen mit den Anteilen, die sich aus einer statistischen und einer Stark-Gleichverteilung (5.17), S.31, ergeben:

n	np	nn	$(2l+1)/n^2$	$(3n-2)/n^2$	
2	100	100	75	100	%
3	38	34	33	78	%
4	18	19	19	63	% .

Erstaunlicherweise ist keine klare Zuordnung erkennbar, nur die zufällige Ähnlichkeit der gefundenen Schalenanteile (nn) mit den (np)Besetzungen der Exponential-1-Verteilung wird hervorgehoben und damit klar, daß die übrigen Fitparameter nur wenig von der Übertragung der 1-Verteilung auf die angeregten Zustände im Folieninneren beeinflusst werden.

Die Mischung der Zustände $(2s)$ und $(2p)$ schon in dünnsten Folien wurde in dem Doppelfolienexperiment gezeigt (Lambshift $(2s)_{1/2}-(2p)_{1/2}$: $\Delta\epsilon=0.11\text{eV}$); damit verbunden ist auch eine Lockerung der Auswahlregeln für spontane Übergänge ($\Delta l=\pm 1 \rightarrow \Delta m=0, \pm 1$; 1 Drehimpuls-, m magnetische Quantenzahl). Damit ist der Zerfallsanteil von 100% in der Projektil-L-Schale erklärbar. Die Annahme, daß sich die (Stark-)Mischung der Zustände nur in der Schale $n=2$ zeigt, ist nicht sehr glaubwürdig, wenn man die Termdifferenzen in den höheren Schalen betrachtet; sie liegen alle in der Größenordnung der Lambshift ($<0.9\text{eV}$ nach Erickson, 1977). Halten wir also weiter an der Mischung der 1-Unterststände fest, so müssen wir von einer Gleichverteilung über die sich ausbildenden "Stark-Niveaus" (d.i. $(3n-2)/n^2$ -Besetzung) abgehen und zu der Schlußfolgerung gelangen, daß ein Großteil an angeregten Zuständen in den Schalen $n>2$ sich in Quantenzuständen mit $m>2$ befinden muß. Lässt sich das einfache Modell (II.5.3), s. S.29, auf die

Störprozesse im Folieninneren übertragen, dann werden dabei $n_1 + n_2 = n - |m| - 1$ (n_1 und n_2 parabolische Quantenzahlen, s. (5.11), S.29), d.h. n_1, n_2 kleine Werte annehmen, also bevorzugt Projektilelektronenzustände mit symmetrischer Dichteverteilung besetzt. Fassen wir neben diesem wichtigen Ergebnis nochmals die übrigen Fit-Resultate für das Stoßsystem ^{125}MeV $\text{S}^{16+15+} \rightarrow \text{C}$ -Folien zusammen:

- 1) Die hinter der Folie sich einstellende l-Verteilung (eventuell Projektion von "Stark-Niveaus" auf sich ausbildende l-Zustände) favorisiert vorwiegend hohe l-Quantenzustände (klassisch erklärbar durch weiche Stöße unter großen Stoßparametern: $l = bv$).
- 2) Einfang- und (1s)Anregungsquerschnitte sind im Festkörper um ≈ 20 bzw. $\approx 10\%$ kleiner als von der Theorie vorgegeben (Gestörte Endzustandswellenfunktionen), Ionisationsquerschnitte dagegen nahezu unverändert.
- 3) Die nach IA (oder SPB) berechneten Querschnitte für strahlenden Elektroneneinfang (REC) in die Projektil-K-Schale werden bestätigt.
- 4) Annähernd der gleiche Anteil metastabiler He-ähnlicher Projektilzustände wie bei den Experimenten mit Gastargets wird gefunden ($\approx 50\%$ (1s2p) und $\approx 70\%$ (1s3p)).
- 5) Die Fluoreszenzausbeuten sind bei Projektilzuständen mit zwei oder drei Elektronen in der Größenordnung von 0.7.
- 6) Das nach relativistischen Hartree-Slater-Berechnungen bestimmte (Scofield, 1974) und berücksichtigte K_α/K_β -Linienverhältnis führt nach entsprechender Skalierung auch bei Wenigelektronensystemen zu guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

BERUECKSICHTIGTE ZUSTAENDE:

[illegible]

N-VERTEILUNG PN(2..8) =													.031
													.043
													.061
													.090
													.141
													.237
													.396
													.536
													.719
													.896
													1.082
													1.260
													1.439
													1.618
													1.797
													1.976
													2.155
													2.334
													2.513
													2.692
													2.871
													3.050
													3.229
													3.408
													3.587
													3.766
													3.945
													4.124
													4.303
													4.482
													4.661
													4.840
													5.019
													5.198
													5.377
													5.556
													5.735
													5.914
													6.093
													6.272
													6.451
													6.630
													6.809
													6.988
													7.167
													7.346
													7.525
													7.704
													7.883
													8.062
													8.241
													8.420
													8.599
													8.778
													8.957
													9.136
													9.315
													9.494
													9.673
													9.852
													10.031
													10.210
													10.389
													10.568
													10.747
													10.926
													11.105
													11.284
													11.463
													11.642
													11.821
													12.000
													12.179
													12.358
													12.537
													12.716
													12.895
													13.074
													13.253
													13.432
													13.611
													13.790
													13.969
													14.148
													14.327
													14.506
													14.685
													14.864
													15.043
													15.222
													15.401
													15.580
													15.759
													15.938
													16.117
													16.296
													16.475
													16.654
													16.833
													17.012
													17.191
													17.370
													17.549
													17.728
													17.907
													18.086
													18.265
													18.444
													18.623
													18.802
													18.981
													19.160
													19.339
													19.518
													19.697
													19.876
													20.055
													20.234
													20.413
													20.592
													20.771
													20.950
													21.129
													21.308
													21.487
													21.666
													21.845
													22.024
													22.203
													22.382
													22.561
													22.740
													22.919
													23.098
													23.277
													23.456
													23.635
													23.814
													23.993
													24.172
													24.351
													24.530
													24.709
													24.888
													25.067
													25.246
													25.425
													25.604
													25.783
													25.962
													26.141
													26.320
													26.499
													26.678
													26.857
													27.036
													27.215
													27.394
													27.573
													27.752
													27.931
													28.110
													28.289
													28.468
													28.647
													28.826
													29.005
													29.184
													29.363
													29.542
													29.721
													29.900
													30.079
													30.258
													30.437
													30.616
													30.795
													30.974
													31.153
													31.332
													31.511
													31.690
													31.869
													32.048
													32.227
													32.406
													32.585
													32.764
													32.943
													33.122
													33.301
													33.480
													33.659
													33.838
													34.017
													34.196
													34.375
													34.554
													34.733
													34.912
													35.091
													35.270
													35.449
													35.628
													35.807
													35.986
													36.165
													36.344
													36.523
													36.702
													36.881
													37.060
													37.239
													37.418
													37.597
													37.776
													37.955
													38.134
													38.313
													38.492
													38.671
													38.850
													39.029
													39.208
													39.387
													39.566
													39.745
													39.924
													40.103
													40.282
													40.461
													40.640
													40.819
													40.998
													41.177
													41.356
													41.535
													41.714
													41.893
													42.072
													42.251
													42.430
													42.609
													42.788
													42.967
													43.146
													43.325
													43.504
													43.683
													43.862
													44.041
													44.220
													44.399
													44.578
													44.757
													44.936
													45.115
													45.294
													45.473
													45.652
													45.831
													46.010
													46.189
													46.368
													46.547
													46.726
													46.905
													47.084
													47.263
													47.442
													47.621
													47.800
													47.979
													48.158
													48.337
													48.516
													48.695
													48.874
													49.053
													49.232
													49.411
													49.590
													49.769
													49.948
													50.127
													50.306
													50.485
													50.664
													50.843
													51.022
													51.201
													51.380
													51.559
													51.738
													51.917
													52.096
													52.275
													52.454
													52.633
													52.812
													52.991
													53.170
													53.349
													53.528
													53.707
													53.886
													54.065
													54.244
													54.423
													54.602
													54.781
													54.960
													55.139
													55.318
													55.497
													55.676
													55.855
													56.034
													56.213
													56.392
													56.571
													56.750
													56.929
													57.108
													57.287
													57.466
													57.645
													57.824
													58.003
													58.182
													58.361
													58.540
													58.719
													58.898
													59.077
													59.256
													59.435
													59.614
													59.793
													59.972
													60.151
													60.330
													60.509
													60.688
													60.867
													61.046
													61.225
													61.404
													61.583
													61.762
													61.941
													62.120
													62.299
													62.478
													62.657
													62.836
													63.015
													63.194
													63.373
													63.552
													63.731
													63.910
													64.089
													64.268
													64.447
													64.626
													64.805
													64.984
													65.163
													65.342
													65.521
													65.700
													65.879
													66.058
													66.237
													66.416
													66.595
													66.774
													66.953
													67.132
													67.311
													67.490
													67.669
													67.848
													68.027
													68.206
													68.385
													68.564
													68.743
													68.922
													69.101
													69.280
													69.459
													69.638
													69.817
													69.996
													70.175
													70.354
													70.533
													70.712
													70.891
													71.070
													71.249
													71.428
													71.607
													71.786
													71.965
													72.144
													72.323
													72.502
													72.681
													72.860
													73.039
													73.218
													73.397
													73.576
													73.755
													73.934
													74.113
													74.292
													74.471
													74.650
													74.829
													75.008
													75.187
													75.366
													75.545
													75.724
													75.903
													76.082
													76.261
													76.440
													76.619
													76.798
													76.977
													77.156
													77.335
													77.514
													77.693
													77.872
													78.051
													78.230
													78.409
													78.588
													78.767
													78.946
													79.125
													79.304
													79.483
													79.662
													79.841
													80.020
													80.199
													80.378
													80.557
													80.736
													80.915
													81.094
													81.273
													81.452
													81.631
													81.810
													81.989
													82.168
													82.347
													82.526
													82.705
													82.884
													83.063
													83.242
													83.421
													83.600
													83.779
													83.958
													84.137
													84.316
													84.495
													84.674
													84.853
													85.032
													85.211
													85.390
													85.569
													85.748
													85.927
													86.106
													86.285
													86.464
													86.643
													86.822
													87.001
													87.180
													87.359
													87.538
													87.717
													87.896
													88.075
													88.254
													88.433
													88.612
													88.791
													88.970
													89.149
													89.328
													89.507
													89.686
													89.865
													90.044
													90.223
													90.402
													90.581
													90.760
													90.939
													91.118
													91.297
													91.476
													91.655
													91.834
													92.013
													92.192
													92.371
													92.550
													92.729
													92.908
													93.087
													93.266
													93.445
													93.624
													93.803
													93.982
													94.161
													94.340
													94.519
													94.698
													94.877
													95.056
													95.235
													95.414
													95.593
													95.772
													95.951

Tabella 16a

125MeV S→C

2018-18-2

vor Ablauf der Fristen der

THESE THINGS ARE

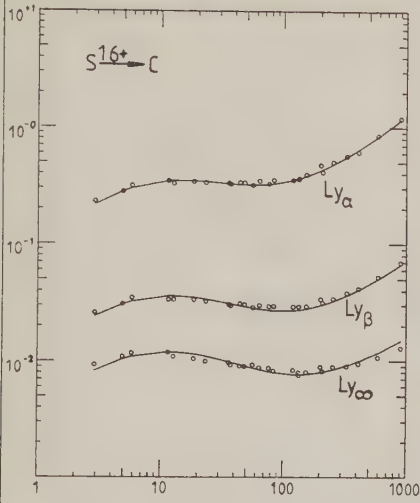
Querschnitte für Auger- und spon-

tane Übergänge): $9 \rightarrow n=1..8$ CDWA

Querschnitte für Übergänge zwischen (16+) und wasserstoffähnlichen Zuständen.

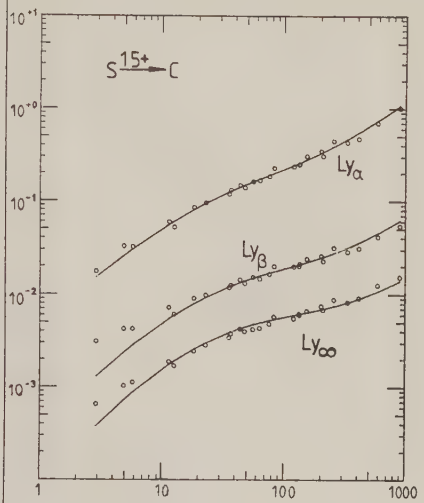
BERUECKSICHTIGTE ZUSTAEENDE:

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
N=1	N=2	N=3	N=4	N=5	N=6	N=7	N=8	NUCL	NUCL	152	152	152	152	3EL	4EL	5EL	6EL	7EL
2-1	3-2	4-3	5-4	6-5	7-6	8-7	9-8	10-9	11-10	12-11	13-12	14-13	15-14	16-15	17-16	18-17	19-18	19-18
.027	.519	1.196	1.012	1.716	1.621	1.443	.122							3.420	10.260	8.840	8.550	8.550
3-1	4-2	5-3	6-4	7-5	8-6	9-7	10-8	11-9	12-10	13-11	14-12	15-13	16-14	17-15	18-16	19-17	19-17	19-17
.002	.075	.244	.440	.595	.684	.174	.202	.122	.000	8.000	4.037	.310	3.420	3.078	3.420	5.985	5.985	5.985
4-1	5-2	6-3	7-4	8-5	9-6	10-7	11-8	12-9	13-10	14-11	15-12	16-13	17-14	18-15	19-16	19-16	19-16	19-16
.000	.018	.071	.146	.229	.258	.287	.003	.000	.102	.254	1.710	.254	.000	.479	.855	.855	.855	.855
5-1	6-2	7-3	8-4	9-5	10-6	11-7	12-8	13-9	14-10	15-11	16-12	17-13	18-14	19-15	19-15	19-15	19-15	19-15
.000	.006	.024	.055	.397	.410	.004	.000	.000	.000	.254	.103	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
6-1	7-2	8-3	9-4	10-5	11-6	12-7	13-8	14-9	15-10	16-11	17-12	18-13	19-14	19-14	19-14	19-14	19-14	19-14
.000	.002	.009	.638	.605	.006	.001	.000	.000	.000	.103	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
7-1	8-2	9-3	10-4	11-5	12-6	13-7	14-8	15-9	16-10	17-11	18-12	19-13	19-13	19-13	19-13	19-13	19-13	19-13
.000	.001	1.028	.951	.009	.001	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
8-1	9-2	10-3	11-4	12-5	13-6	14-7	15-8	16-9	17-10	18-11	19-12	19-12	19-12	19-12	19-12	19-12	19-12	19-12
.000	1.262	1.603	.014	.001	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
9-1	10-2	11-3	12-4	13-5	14-6	15-7	16-8	17-9	18-10	19-11	19-11	19-11	19-11	19-11	19-11	19-11	19-11	19-11
.139	2.685	.024	.002	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
10-1	11-2	12-3	13-4	14-5	15-6	16-7	17-8	18-9	19-10	19-10	19-10	19-10	19-10	19-10	19-10	19-10	19-10	19-10
.000	.041	.004	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
11-1	12-2	13-3	14-4	15-5	16-6	17-7	18-8	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9	19-9
3.964	.006	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
12-1	13-2	14-3	15-4	16-5	17-6	18-7	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8	19-8
.254	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
13-1	14-2	15-3	16-4	17-5	18-6	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7	19-7
.240	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000

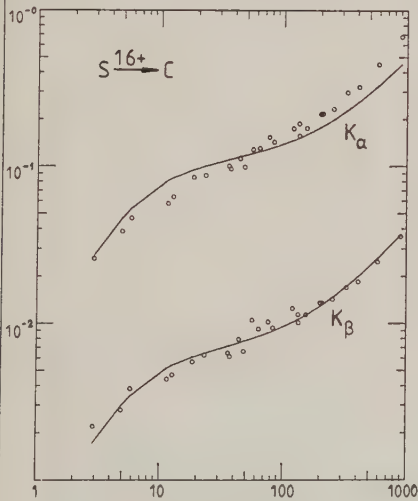


a)

Foliendicke / $\mu g cm^{-2}$

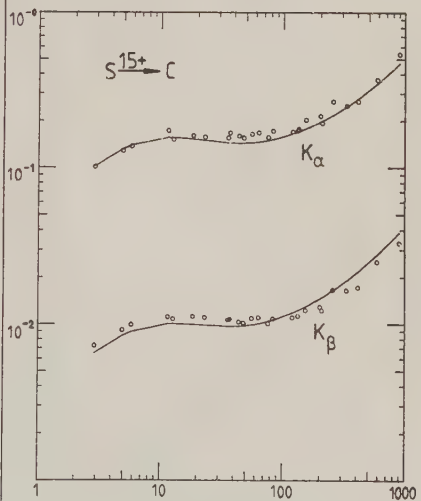


b)



c)

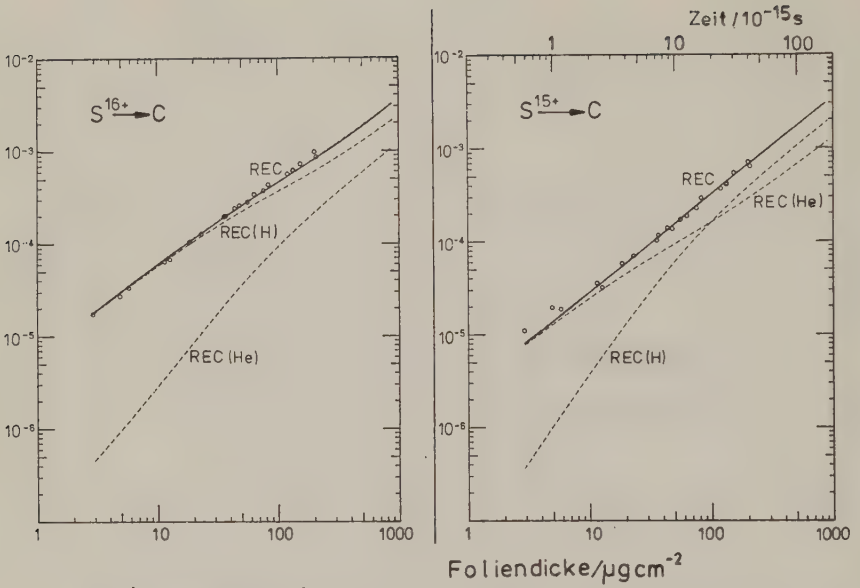
Foliendicke / $\mu g cm^{-2}$



d)

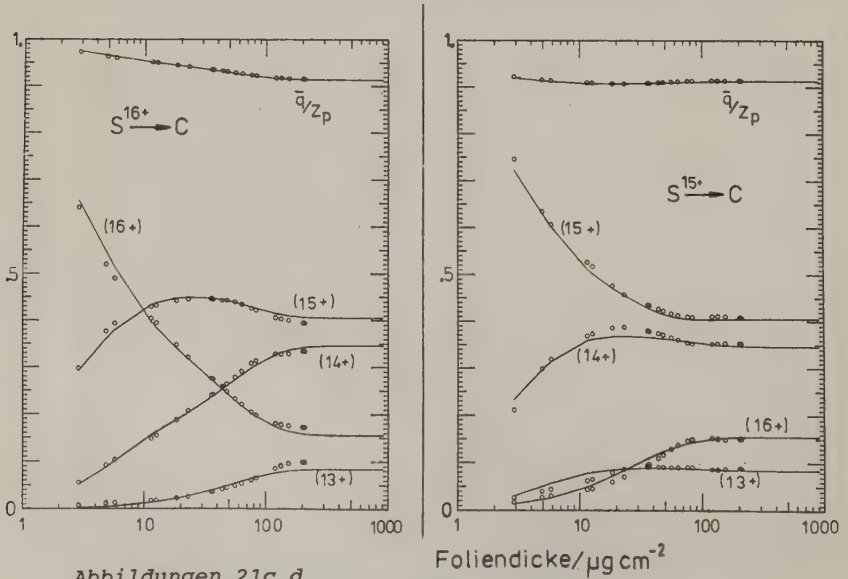
Abbildungen 20a..d

Gemessene Röntgenintensitäten (in Photonen/Ion) ($\circ$)
und Fit (—) beim Stoßsystem $125MeV S^{16+,15+} \rightarrow C$ -Folien.



Abbildungen 21a,b

Gemessene Gesamt-REC-Intensitäten (in Photonen/Ion/Sterad) (o) und Fit (—) beim Stoßsystem 125MeV $S^{16+,15+} \rightarrow C$ -Folien.



Abbildungen 21c,d

Gemessene Ladungsverteilungen (o) und Fit (—) beim Stoßsystem 125MeV $S^{16+,15+} \rightarrow C$ -Folien.

BERUECKSICHTIGTE ZUSTAEENDE:

1 2 3 4 5
N=1 N=2 N=3 N=4 N=5
6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19
N=6 N=7 N=8 NUCL # 15* 152 152 152* 152* 3EL 4EL 5EL 6EL 7EL

N-VERTEILUNG PN(2..8)= .396 .237 .141 .090 .061 .043 .031

1-2 2-3 3-4 4-5 5-6 6-7 7-8 8-9 9-10 10-11 11-12 12-13 13-14 14-15 15-16 16-17 17-18 18-19
.099 1.237 2.120 2.370 2.191 1.857 1.525 9.739 .095 .217 .051 .004 .126 .685 1.473 1.147 .867 .629
1-3 2-4 3-5 4-6 5-7 6-8 7-9 8-10 9-11 10-12 11-13 12-14 13-15 14-16 15-17 16-18 17-19
.019 .321 .697 .958 1.048 1.015 8.640 2.856 .000 .000 2.318 1.892 .012 1.473 .044 .034 .026
1-4 2-5 3-6 4-7 5-8 6-9 7-10 8-11 9-12 10-13 11-14 12-15 13-16 14-17 15-18 16-19
.007 .135 .331 .493 .596 7.408 2.856 .299 .000 .000 .176 .197 1.473 .044 .000 .000
1-5 2-6 3-7 4-8 5-9 6-10 7-11 8-12 9-13 10-14 11-15 12-16 13-17 14-18 15-19
.003 .070 .186 .296 6.055 2.856 .299 .000 .000 .000 .018 .006 .000 .000 .000

1-6 2-7 3-8 4-9 5-10 6-11 7-12 8-13 9-14 10-15 11-16 12-17 13-18 14-19
.002 .042 .116 4.576 2.856 .299 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000
1-7 2-8 3-9 4-10 5-11 6-12 7-13 8-14 9-15 10-16 11-17 12-18 13-19
.001 .027 2.977 2.856 .299 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000

1-8 2-9 3-10 4-11 5-12 6-13 7-14 8-15 9-16 10-17 11-18 12-19
.001 1.286 2.856 .299 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000
1-9 2-10 3-11 4-12 5-13 6-14 7-15 8-16 9-17 10-18 11-19
.102 2.856 .299 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000

1-10 2-11 3-12 4-13 5-14 6-15 7-16 8-17 9-18 10-19
.002 .299 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000
1-11 2-12 3-13 4-14 5-15 6-16 7-17 8-18 9-19
2.547 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000

1-12 2-13 3-14 4-15 5-16 6-17 7-18 8-19
.194 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000
1-13 2-14 3-15 4-16 5-17 6-18 7-19
.076 .000 .000 .000 .000 .000 .000

Tabelle 16b
125MeV S-C
Optimierte Wirkungsquerschnitte
(mit Auger- und Ratenquerschnitten) in 10^{-18} cm^2 .

BERUECKSICHTIGTE ZUSTAEENDE:

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
N=1	N=2	N=3	N=4	N=5	N=6	N=7	N=8	NUCL	NUCL	15	15	15	15	15	15	15	15	15
2-1	3-2	4-3	5-4	6-5	7-6	8-7	9-8	10-9	11-10	12-11	13-12	14-13	15-14	16-15	17-16	18-17	19-18	
.215	.553	1.265	1.714	1.827	1.721	1.524	1.274	1.000	.212	.133	.292	.292	.920	6.497	19.492	12.995	18.243	
3-1	4-2	5-3	6-4	7-5	8-6	9-7	10-8	11-9	12-10	13-11	14-12	15-13	16-14	17-15	18-16	19-17		
.020	.075	.245	.452	.623	.724	.142	.216	.127	.000	12.679	8.539	.292	.000	5.848	6.497	11.370		
4-1	5-2	6-3	7-4	8-5	9-6	10-7	11-8	12-9	13-10	14-11	15-12	16-13	17-14	18-15	19-16			
.004	.017	.065	.139	.226	.211	.305	.003	.000	.102	.254	3.065	.254	.000	.910	1.624			
5-1	6-2	7-3	8-4	9-5	10-6	11-7	12-8	13-9	14-10	15-11	16-12	17-13	18-14	19-15				
.002	.005	.020	.048	.324	.434	.004	.000	.000	.000	.940	.195	.000	.000	.000				
6-1	7-2	8-3	9-4	10-5	11-6	12-7	13-8	14-9	15-10	16-11	17-12	18-13	19-14					
.001	.001	.007	.521	.638	.006	.001	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000					
7-1	8-2	9-3	10-4	11-5	12-6	13-7	14-8	15-9	16-10	17-11	18-12	19-13						
.000	.001	.839	1.000	.009	.001	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000						
8-1	9-2	10-3	11-4	12-5	13-6	14-7	15-8	16-9	17-10	18-11	19-12							
.000	1.030	1.677	.014	.001	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000							
9-1	10-2	11-3	12-4	13-5	14-6	15-7	16-8	17-9	18-10	19-11								
.299	2.799	.024	.002	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000								
10-1	11-2	12-3	13-4	14-5	15-6	16-7	17-8	18-9	19-10									
.059	.040	.004	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000									
11-1	12-2	13-3	14-4	15-5	16-6	17-7	18-8	19-9										
.140	.006	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000										
12-1	13-2	14-3	15-4	16-5	17-6	18-7	19-8											
.254	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000											
13-1	14-2	15-3	16-4	17-5	18-6	19-7												
.380	.000	.000	.000	.000	.000	.000												

Die An- und Abregungsquerschnitte wurden entsprechend einer innerhalb der Folie vorliegenden Exponential-Verteilung berechnet, eine Änderung (z.B. Gleichsetzung von An- und entsprechenden Abregungsquerschnitten) zeigt kaum Auswirkungen auf den Fit der übrigen Querschnitte.

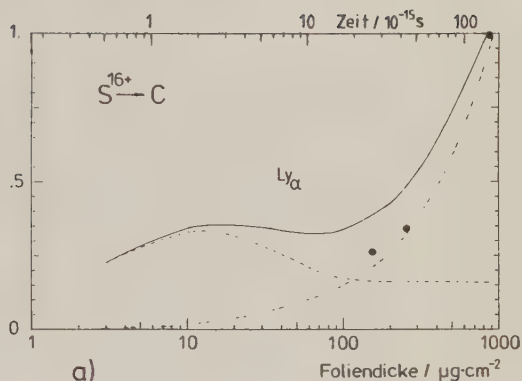
Die An- und Abbre-
gungsquerschnitte
wurden entsprechend
einer innerhalb der Folie
vorliegenden Exponential-
Verteilung berechnet, eine An-
breitung (z.B. Gleichsetzung von An- und ent-
sprechenden Abregungsquerschnitten) zeigt kaum
Auswirkungen auf den Fit der übrigen Querschnitte.

Abbildungen 22a..d

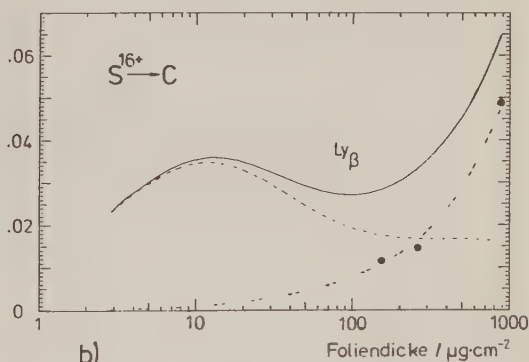
125MeV $S^{16+,15+} \rightarrow C$:

Sich durch Rechnung ergebende Aufteilung der Gesamtstrahlungsintensität in einen Beitrag aus dem Folieninneren (—) und einen Beitrag durch Zerfall angeregter Zustände hinter der Folie (---). (Ein ganz ähnlicher Verlauf der Intensitätsentwicklungen ist bei $S^{15+} \rightarrow C$ und K-Linien beobachtbar).

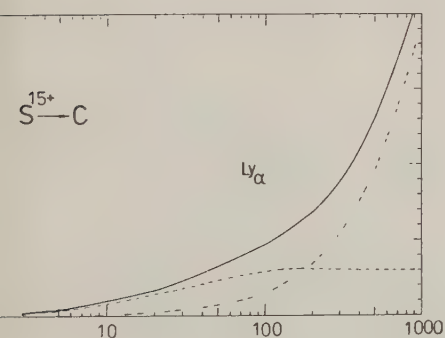
Zusätzlich sind die mit goldbeschichteten Folien gemessenen Intensitäten der Strahlung aus dem Folieninneren eingetragen (•).



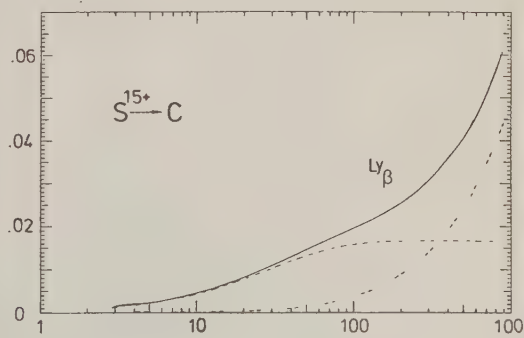
a)



b)

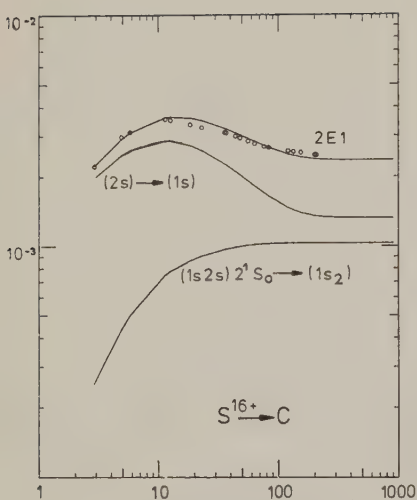


c)

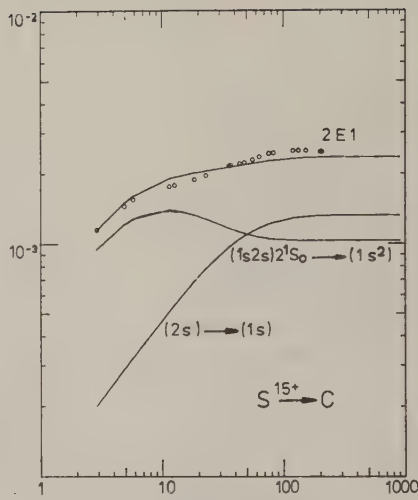


d)

Folien Dicke / $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$



a) Foliendicke/ $\mu\text{g cm}^{-2}$



b) Foliendicke/ $\mu\text{g cm}^{-2}$

Abbildungen 23a,b

2cm hinter C-Folien gemessene 2E1-Intensitäten (o) (in Photonen/Ion/cm; Rösenthaller, 1982) und Fit (—) beim Stoßsystem 125MeV $S^{16+,15+} \rightarrow C$ -Folien.

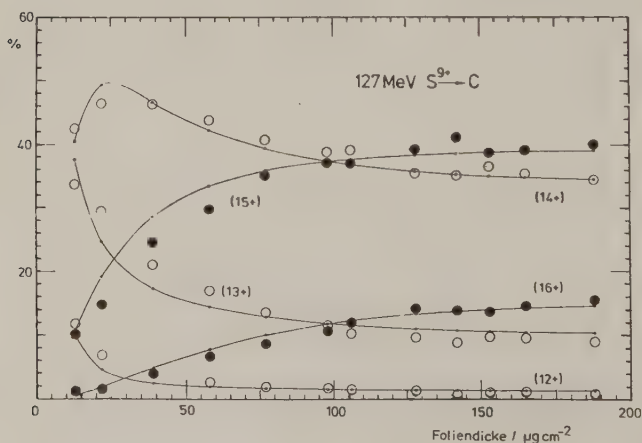


Abbildung 24

Von Scharfer et al. 1978 gemessene Ladungszustandsverteilungen (o) beim Stoßsystem 127MeV $S^{9+} \rightarrow C$ und Fit (—) mit Querschnittsatz nach Tab.16b, S.105,106.

Ergebnisse mit Magnesium-Projektilionen

Mit 110MeV Mg^{12+} Ionen ($v=13.6v_0$, $v_0=ac$ Bohrgeschwindigkeit) wurde zum Vergleich ebenfalls durch verschieden dicke Kohlenstoff-folien ($11..900\mu g/cm^2$) geschossen. Da Ionisierungsquerschnitte im betrachteten Bereich etwa mit $Z_P^{-1.5}$ und v^{-2} , Einfangquer-schnitte dagegen mit $Z_P^{2.3}$ und v^{-7} skalieren (PWBA, CDWA), liegt in diesem Fall die mittlere Ladung wesentlich näher an der Pro-jektilkernladung ($\bar{q}\approx 11.6$) als im behandelten Fall 125MeV $S\rightarrow C$ und wir haben es in erster Linie mit wasserstoffähnlichen Pro-jektilzuständen bei der Populationsentwicklung zu tun.

Die Gleichgewichtsverteilung stellt sich schon bei etwa $70\mu g/cm^2$ ein und die Röntgenintensitäten werden dann im weiteren durch die Strahlung aus dem Folieninneren bestimmt. Da die Linienener-gien im Bereich zwischen 1.4..2keV liegen, wurde die Efficiency durch Verwendung des Si(Li)Detektors mit der dünneren Be-Fens-terfolie (s. S.48 Tab.1) und Messung unter Vorwärtswinkel (45° , Dopplerverschiebung der Linien zu höheren Energien und damit geringere Photoabsorption) optimiert.

Auch in diesem Fall wurde die Isotropie der charakteristischen Strahlung überprüft:

	Dicke in $\mu g/cm^2$	K_α	Ly_α	K_β	Ly_β
<u>Tabelle 15b</u>	11.5	-.034	-.009	-.281	.007
	56	-.047	.018	-.104	.006
Alignment	76	.015	.017	-.069	.012
$I_{90}-I_{45}/(I_{90}+I_{45})$	133	-.014	.024	-.147	.002
(I_{90} =Intensität unter	409	-.027	.039	-.095	.022
90° Beobachtungswinkel)	588	-.046	.058	-.041	.015

Die entsprechende Behandlung der Daten mit dem für das Stoß-system erstellten Querschnittsatz führt zu folgenden Fitpara-metern (Stoßsystem 110MeV $Mg^{12+}\rightarrow C$):

Symbol	Kurzerklärung	vor	/nach Fit
Querschnittgruppen			
CDW	Einfang in angeregte Zustände	1.	.60±.02
Einzelquerschnitte (in 10^{-18}cm^2 , bei REC in 10^{-24}cm^2)			
CAP1S	Einfang in leere K-Schale	.23	.20±.04
REC	Strahlender Einfang in leere K-Schale	.42	.43±.02
Populationsanteile (s.a. Ergebnisse III.3)			
H2E1	(2s)Anteil in (n=2) hinter der Folie	39%	(64±6)%
Faktoren bezüglich spontaner Übergänge			
LVAR	exp-l-Verteilung hinter der Folie	.50	.47±.05

Die übrigen Fitparameter wurden auf den im S-Fall gefundenen Werten belassen, da die gemessenen Röntgenintensitäten hier deren nähere Bestimmung nicht erlauben (Überparametrisiertes System).

Übertragen wir wieder die hinter der Folie gefundene l-Verteilung und als Alternative eine Stark-Gleichverteilung auf das Folieninnere, so ergeben sich mit allen Raten zu multiplizierende Faktoren von im ersten Fall 1.0 ± 0.2 und im letzten Fall 1.2 ± 0.1 . Fitten wir daneben die Schalenanteile (nn), die prompt zerfallen können, unabhängig von einer angenommenen Verteilung, dann ergibt sich dabei ein Faktor 1.1:

n	np	nn	$(3n-2)/n^2$	
2	100	100±7	100	%
3	67	46±8	78	%
4	39	66±10	63	%
Normierungsfaktor				
	1.0±0.2	1.1	1.2±0.1	

Normiert wurde in jedem Fall auf einen Zerfallsanteil von 100% der Projektil-L-Schale. Auch hier liegt keine klare Zuordnungs-

möglichkeit vor, obgleich eine Stark-Gleichverteilung akzeptabel erscheint; die genauere Untersuchung der Schalenanteile, die in der Folie unter Emission von Ly-Röntgenstrahlung zerfallen können, deutet zwar darauf hin, daß eine Gleichverteilung in Bezug auf die Schale $n=3$ nicht erreicht wird (46 statt 78%), eine genauere Analyse ist jedoch wegen des eingeschränkten Datenmaterials nicht möglich. Vergleichen wir die durch CDWA gegebene 1-Besetzung mit der sich aus dem Fit ergebenden:

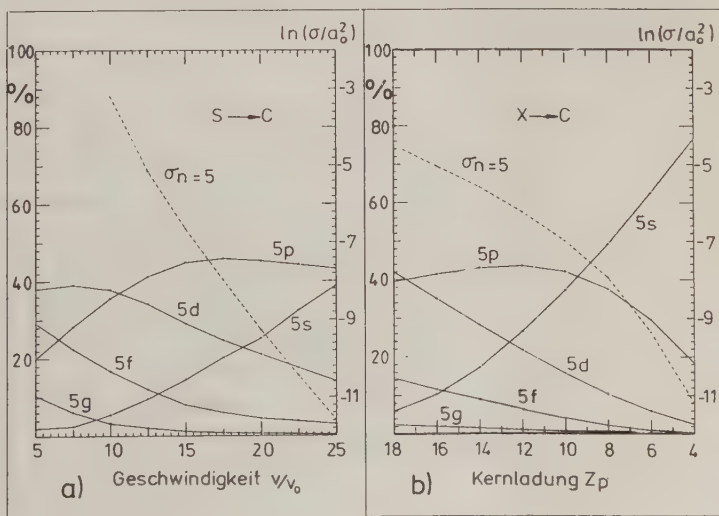
n	Gas (Einzelstoß)					C-Folie (nach Austritt)					
2	39	61				64	36				%
3	33	51	16			19	31	50			%
4	30	47	19	3		11	17	28	44		%
5	29	45	20	5	1	6	10	16	26	41	%
6 etc.	nach CDWA					nach $\exp(0.47 \cdot l)$					
$l=$	0	1	2	3	4	0	1	2	3	4	

Tabelle 14b

Sich durch Einfang im dünnen Gastarget einstellende 1-Verteilung und Vergleich mit der 1-Verteilung unmittelbar hinter dünnen C-Folien (125MeV $S \rightarrow C$ s. S.97 Tab.14a).

Abb. 25a,b

1-Besetzung durch Einfang (CDWA) in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit v und -kernladung Z_p : Mit anwachsendem v bzw. abnehmendem Z_p werden s- und p-Zustände stärker besetzt.



Die "1-Verschiebung" ist hier nicht so stark wie bei angeregten H-ähnlichen S-Ionen. Mit der höheren Geschwindigkeit und kleineren Kernladungszahl des Projektilions ($Z_p=12$) wird direkt stärker in niedrige 1-Zustände eingefangen (Abb.25a,b) und eine vollständige Mischung der Zustände durch den konkurrierenden Einfangkanal möglicherweise verhindert. Die mittlere, sich hier einstellende n-Verteilung angeregter H-ähnlicher Projektilzustände

n=	2	3	4	5	6	7	8
	50.1	22.2	11.6	6.8	4.3	2.9	2.0 %
(vgl. 125MeV S $\rightarrow$ C	39.6	23.7	14.1	9.0	6.1	4.3	3.1 %)

und Gesamtverteilung bei Gleichgewichtsdicken

n=	1	2	3	4	5	6	7	8
	75.3	12.1	5.4	2.9	1.7	1.1	0.8	0.6 %
(vgl. S $\rightarrow$ C	66.6	14.7	7.6	4.3	2.7	1.8	1.3	0.9 %)

lässt sich damit erklären, daß hier Projektil- und Targetkernladung näher beieinander liegen und die Tendenz zum Einfang in niedrigere angeregte Projektilendzustände verstärkt wird. Mit der niedrigeren Projektilkernladungszahl werden natürlich auch hochangeregte Zustände leichter ionisiert. Insgesamt bietet sich uns im Vergleich zu S $\rightarrow$ C ein qualitativ ganz ähnliches Bild an:

- 1) Wieder müssen die Einfangquerschnitte nach CDWA verkleinert werden, hier um etwa 40%.
- 2) Der hier innerhalb der Gültigkeitsgrenzen der CDWA ($Z_p < v = 13.6v_0$) berechnete Querschnitt für Einfang in eine leere Projektil-K-Schale wird bestätigt.
- 3) Der nach IA berechnete Querschnitt für strahlenden Elektroneneinfang (REC) in die leere Projektil-K-Schale wird ebenfalls (bei Berücksichtigung des Absolutwertfehlers) bestätigt.
- 4) Wieder werden hohe 1-Zustände hinter der Folie bevorzugt populierte.

1 N=1	2 N=2	3 N=3	4 N=4	5 N=5	6 N=6	7 N=7	8 N=8	9 NUCL	10 N=9	11 15 α	12 15 β	13 15 γ	14 15 δ	15 3EL
PN(2..8)=	.502	.222	.116	.068	.043	.029	.020							
1- 2 .247	2- 3 1.314	3- 4 1.846	4- 5 1.816	5- 6 1.539	6- 7 1.233	7- 8 .973	8- 9 9.538	9-10 .022	10-11 .129	11-12 .029	12-13 .000	13-14 .047		
1- 3 .051	2- 4 .374	3- 5 .655	4- 6 .790	5- 7 .793	6- 8 .710	7- 9 8.697	8-10 .679	9-11 .000	10-12 .000	11-13 .558	12-14 .403	13-15 .011		
1- 4 .019	2- 5 .162	3- 6 .325	4- 7 .435	5- 8 .464	6- 9 7.727	7-10 .679	8-11 .230	9-12 .000	10-13 .000	11-14 .080	12-15 .098	14-15 .320		
1- 5 .009	2- 6 .086	3- 7 .187	4- 8 .260	5- 9 6.576	6-10 .679	7-11 .230	8-12 .000	9-13 .000	10-14 .000	11-15 .020				
1- 6 .005	2- 7 .052	3- 8 .118	4- 9 5.248	5-10 .679	6-11 .230	7-12 .000	8-13 .000	9-14 .000	10-15 .000					
1- 7 .003	2- 8 .033	3- 9 3.728	4-10 .679	5-11 .230	6-12 .000	7-13 .000	8-14 .000	9-15 .000						
1- 8 .002	2- 9 2.031	3-10 .679	4-11 .230	5-12 .000	6-13 .000	7-14 .000	8-15 .000							
1- 9 .348	2-10 .679	3-11 .230	4-12 .000	5-13 .000	6-14 .000	7-15 .000								
1-10 .000	2-11 .230	3-12 .000	4-13 .000	5-14 .000	6-15 .000									
1-11 .616	2-12 .000	3-13 .000	4-14 .000	5-15 .000										
1-12 .100	2-13 .000	3-14 .000	4-15 .000											
1-13 .018	2-14 .000	3-15 .000												
2- 1 .057	3- 2 .556	4- 3 1.041	5- 4 1.235	6- 5 1.200	7- 6 1.063	8- 7 .904	9- 8 .015	10- 9 .221	11-10 .337	12-11 .741	13-12 .000	14-13 .741		
3- 1 .006	4- 2 .089	5- 3 .232	6- 4 .368	7- 5 .452	8- 6 .479	9- 7 .022	10- 8 .147	11- 9 .151	12-10 .000	13-11 9.229	14-12 4.546	15-13 .741		
4- 1 .001	5- 2 .022	6- 3 .070	7- 4 .130	8- 5 .182	9- 6 .033	10- 7 .214	11- 8 .007	12- 9 .000	13-10 .348	14-11 .600	15-12 2.730	15-14 1.000		
5- 1 .000	6- 2 .007	7- 3 .025	8- 4 .050	9- 5 .054	10- 6 .320	11- 7 .010	12- 8 .001	13- 9 .000	14-10 .000	15-11 .600				
6- 1 .000	7- 2 .002	8- 3 .009	9- 4 .094	10- 5 .501	11- 6 .015	12- 7 .001	13- 8 .000	14- 9 .000	15-10 .000					
7- 1 .000	8- 2 .001	9- 3 .179	10- 4 .856	11- 5 .024	12- 6 .002	13- 7 .000	14- 8 .000	15- 9 .000						
8- 1 .000	9- 2 .346	10- 3 1.631	11- 4 .040	12- 5 .002	13- 6 .000	14- 7 .000	15- 8 .000							
9- 1 .230	10- 2 3.694	11- 3 .077	12- 4 .004	13- 5 .000	14- 6 .000	15- 7 .000								
10- 1 .000	11- 2 .174	12- 3 .008	13- 4 .000	14- 5 .000	15- 6 .000									
11- 1 4.683	12- 2 .018	13- 3 .000	14- 4 .000	15- 5 .000										
12- 1 .600	13- 2 .000	14- 3 .000	15- 4 .000											
13- 1 .277	14- 2 .000	15- 3 .000												

Tabelle 17a

110MeV $Mg \rightarrow C$

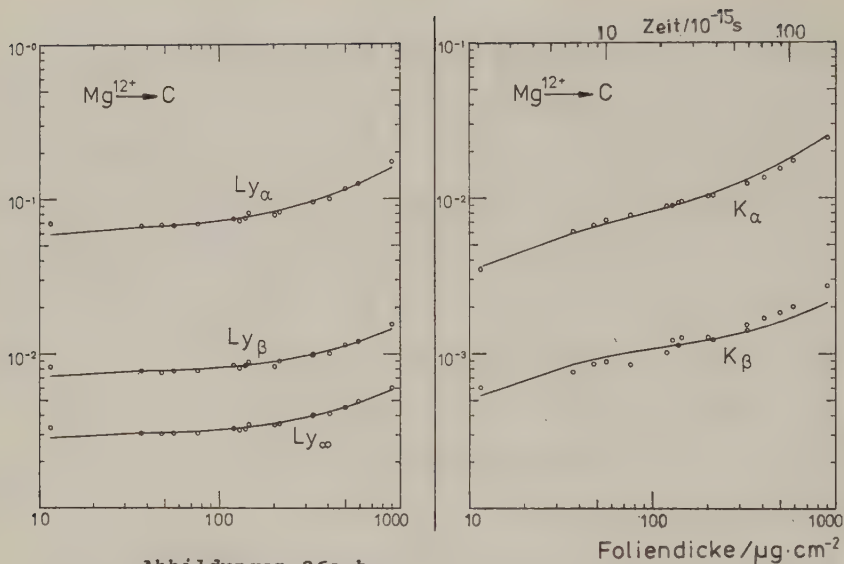
Wirkungsquerschnitte in 10^{-10} cm^2

vor Ablauf der Fitprozedur (ohne

Querschnitte für Auger- und spon-

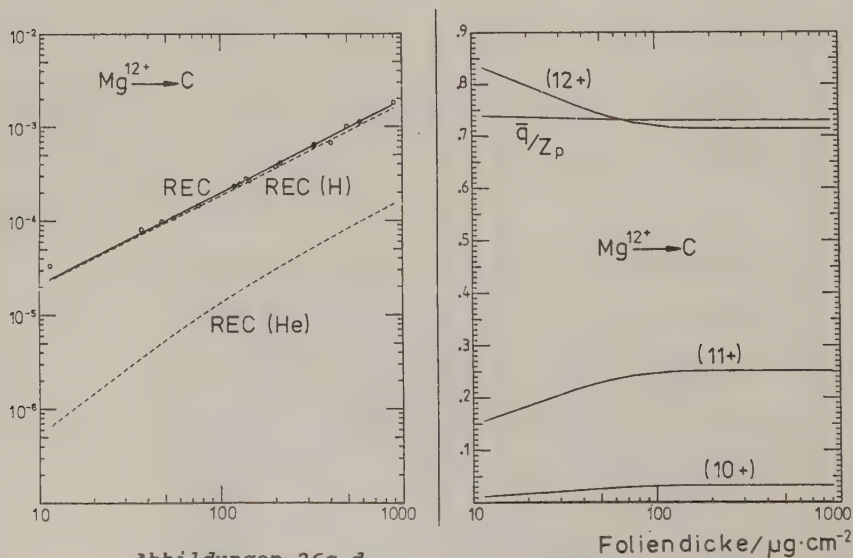
tane Übergänge): $9 \rightarrow n=1..8$ CDWA

$n=1..8 \rightarrow 9$ FWBA etc.



Abbildungen 26a,b

Gemessene Röntgenintensitäten (in Photonen/Ion) (o) und Fit (—) beim Stoßsystem $110\text{MeV } \text{Mg}^{12+} \rightarrow \text{C}$ -Folien.



Abbildungen 26c,d

Gemessene Gesamt-REC-Intensitäten (in Ph./Ion/Ster.) (o) und Fit (—) und gerechnete Ladungszustandsentwicklungen beim Stoßsystem $110\text{MeV } \text{Mg}^{12+} \rightarrow \text{C}$ -Folien.

BERUECKSICHTIGTE ZUSTAEDE:

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15
N=1 N=2 N=3 N=4 N=5 N=6 N=7 N=8 NUCL ** 15* 152 15** 152* 3EL

N-VERTEILUNG PN(2,0.8)=														
1- 2	2- 3	3- 4	4- 5	5- 6	6- 7	7- 8	8- 9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16
.233	1.291	1.846	1.818	1.547	1.236	.976	10.152	.013	.161	.036	.000	.104	.000	.000
1- 3	2- 4	3- 5	4- 6	5- 7	6- 8	7- 9	8-10	9-11	10-12	11-13	12-14	13-15	14-16	15-17
.048	.365	.654	.789	.793	.711	9.220	.402	.000	.000	.330	.197	.041	.000	.000
1- 4	2- 5	3- 6	4- 7	5- 8	6- 9	7-10	8-11	9-12	10-13	11-14	12-15	13-16	14-17	15-18
.018	.158	.325	.434	.464	8.154	.402	.132	.000	.000	.077	.103	.320	.000	.000
1- 5	2- 6	3- 7	4- 8	5- 9	6-10	7-11	8-12	9-13	10-14	11-15	12-16	13-17	14-18	15-19
.009	.084	.187	.259	6.901	.402	.132	.000	.000	.000	.040	.000	.000	.000	.000
1- 6	2- 7	3- 8	4- 9	5-10	6-11	7-12	8-13	9-14	10-15	11-16	12-17	13-18	14-19	15-20
.005	.050	.118	5.471	.402	.132	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1- 7	2- 8	3- 9	4-10	5-11	6-12	7-13	8-14	9-15	10-16	11-17	12-18	13-19	14-20	15-21
.003	.033	3.853	.402	.132	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1- 8	2- 9	3-10	4-11	5-12	6-13	7-14	8-15	9-16	10-17	11-18	12-19	13-20	14-21	15-22
.002	2.074	.402	.132	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1- 9	2-10	3-11	4-12	5-13	6-14	7-15	8-16	9-17	10-18	11-19	12-20	13-21	14-22	15-23
.348	.402	.132	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1-10	2-11	3-12	4-13	5-14	6-15	7-16	8-17	9-18	10-19	11-20	12-21	13-22	14-23	15-24
.000	.132	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1-11	2-12	3-13	4-14	5-15	6-16	7-17	8-18	9-19	10-20	11-21	12-22	13-23	14-24	15-25
.361	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1-12	2-13	3-14	4-15	5-16	6-17	7-18	8-19	9-20	10-21	11-22	12-23	13-24	14-25	15-26
.117	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1-13	2-14	3-15	4-16	5-17	6-18	7-19	8-20	9-21	10-22	11-23	12-24	13-25	14-26	15-27
.011	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
2- 1	3- 2	4- 3	5- 4	6- 5	7- 6	8- 7	9- 8	10- 9	11-10	12-11	13-12	14-13	15-14	16-15
.095	.554	1.027	1.215	1.180	1.046	.890	.009	.230	.317	.698	.010	.698	.000	.000
3- 1	4- 2	5- 3	6- 4	7- 5	8- 6	9- 7	10- 8	11- 9	12-10	13-11	14-12	15-13	16-14	17-15
.011	.090	.232	.365	.446	.471	.013	.152	.156	.000	14.375	9.534	.698	.000	.000
4- 1	5- 2	6- 3	7- 4	8- 5	9- 6	10- 7	11- 8	12- 9	13-10	14-11	15-12	16-13	17-14	18-15
.005	.023	.072	.132	.182	.020	.223	.007	.000	.348	.600	4.893	1.000	.000	.000
5- 1	6- 2	7- 3	8- 4	9- 5	10- 6	11- 7	12- 8	13- 9	14-10	15-11	16-12	17-13	18-14	19-15
.002	.007	.026	.051	.032	.332	.010	.001	.000	.000	.000	2.220	.000	.000	.000
6- 1	7- 2	8- 3	9- 4	10- 5	11- 6	12- 7	13- 8	14- 9	15-10	16-11	17-12	18-13	19-14	20-15
.001	.003	.010	.056	.522	.015	.001	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
7- 1	8- 2	9- 3	10- 4	11- 5	12- 6	13- 7	14- 8	15- 9	16-10	17-11	18-12	19-13	20-14	21-15
.000	.001	.107	.891	.024	.002	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
8- 1	9- 2	10- 3	11- 4	12- 5	13- 6	14- 7	15- 8	16- 9	17-10	18-11	19-12	20-13	21-14	22-15
.000	.207	1.698	.040	.002	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
9- 1	10- 2	11- 3	12- 4	13- 5	14- 6	15- 7	16- 8	17- 9	18-10	19-11	20-12	21-13	22-14	23-15
.132	3.832	.077	.004	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
10- 1	11- 2	12- 3	13- 4	14- 5	15- 6	16- 7	17- 8	18- 9	19-10	20-11	21-12	22-13	23-14	24-15
.019	.174	.008	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
11- 1	12- 2	13- 3	14- 4	15- 5	16- 6	17- 7	18- 8	19- 9	20-10	21-11	22-12	23-13	24-14	25-15
4.841	.018	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
12- 1	13- 2	14- 3	15- 4	16- 5	17- 6	18- 7	19- 8	20- 9	21-10	22-11	23-12	24-13	25-14	26-15
.600	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
13- 1	14- 2	15- 3	16- 4	17- 5	18- 6	19- 7	20- 8	21- 9	22-10	23-11	24-12	25-13	26-14	27-15
.431	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000

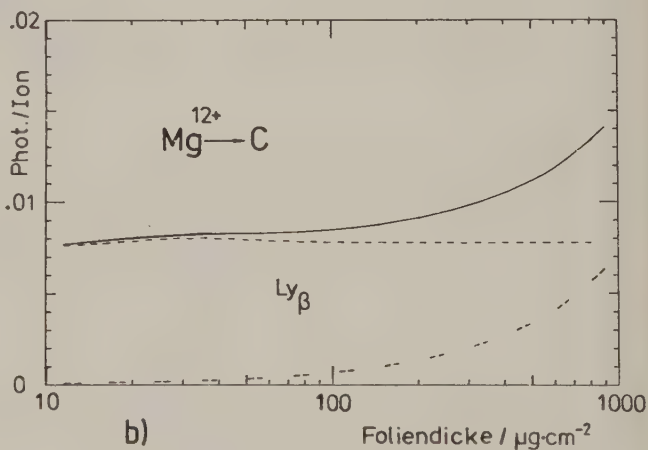
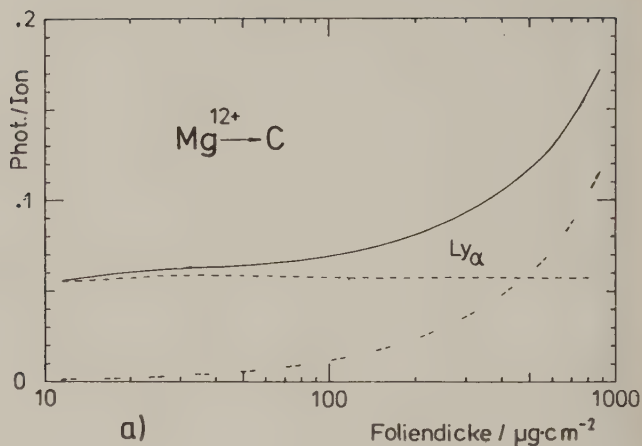
Tabelle 17b

110MeV Mg-C

Optimierte Wirkungsquerschnitte
(mit Auger- und Ratenquerschnitten) in 10^{-18} cm^2 .

Abb. 27a,b

110MeV $Mg^{12+} \rightarrow C$:
Sich durch Rechnung ergebende Aufteilung der Gesamtstrahlungsintensität in einen Beitrag aus dem Folieninneren (—) und einen Beitrag durch Zerfall angeregter Zustände hinter der Folie (---).



Bei Targetdicken unter $10 \mu g/cm^2$ sind die Intensitätsbeiträge zur Ly_{α} - und Ly_{β} -Linie kleiner als 2 bzw. 1% (S: 5 bzw. 3%), bei Dicken um $900 \mu g/cm^2$ größer als 65 bzw. 45% (S: 80 bzw. 70%, s. S.107 Abb.22a,b). Dadurch wird eine getrennte Untersuchung H-ähnlicher Projekttilzustände innerhalb und hinter der Folie ermöglicht.

III.4.6 Populationsentwicklungen; Vergleich der Zustandsentwicklung in Folie und Gas

Betrachten wir ein vereinfachtes System, bestehend aus Einschluß(ladungs)Zustand P_i , Zwischenzustand P_n und Endzustand P_f , wobei die jeweiligen Populationsmaxima zeitlich hintereinander durchlaufen werden: $P_i \rightarrow P_n \rightarrow P_f$. Für den Zwischenzustand gilt

$$dP_n/dx = P_i \sigma_{in} - P_n (\sigma_{nf} + \sigma_{ni}) + P_f \sigma_{fn}.$$

Bei kleinen Targetdicken ist P_f noch nahezu unbesetzt und damit $P_f \sigma_{fn} = 0$. Die Maximumbedingung führt zusammen mit der groben Näherung $P_n = P_i \sigma_{in} x$ zu der Targetdicke, bei der Zustand P_n sein Maximum erreicht:

$$x_{\max} = (\sigma_{nf} + \sigma_{ni})^{-1}.$$

Im konkreten Fall $125\text{MeV } S \rightarrow C$, $(16+) \rightarrow (n) \rightarrow (14+)$, ist $\sigma_{ni} = \sigma_{nf} = 3$ (Querschnitte in 10^{-18}cm^2) und somit

$$x_{\max} \approx F_C / (3+3) \text{ } \mu\text{g/cm}^2 \approx 3.3 \mu\text{g/cm}^2$$

(mit Umrechnungsfaktor F_C , hier ≈ 20).

Die genauere, aber wesentlich kompliziertere Rechnung (Allison, 1958) führt bei diesem Dreikomponentensystem mit

$$\sigma_t = \Sigma \sigma; a = \sigma_{nf} - \sigma_{if} - b + c; b = \sigma_{in} - \sigma_{fn}; c = \sigma_{ni} - \sigma_{fi}; q = (a^2 + 4bc)^{1/2}$$

und

$$A = ((a+q)P_{n\infty} - 2bP_{i\infty}) (\sigma_t + q); B = ((a-q)P_{n\infty} - 2bP_{i\infty}) (\sigma_t - q),$$

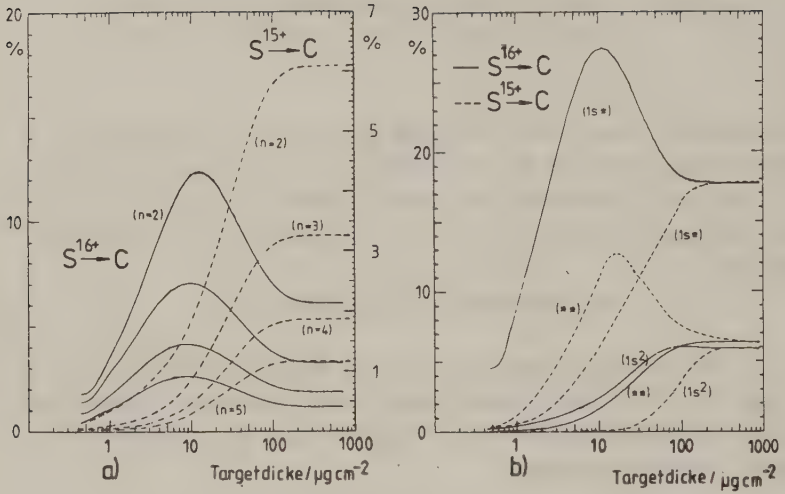
sowie

$$\sigma_{if} \approx \sigma_{fi} \approx 0; \sigma_{in} \approx \sigma_{nf} = \sigma_{ni} = 3; \sigma_{fn} \approx 2\sigma_{ni}$$

zu

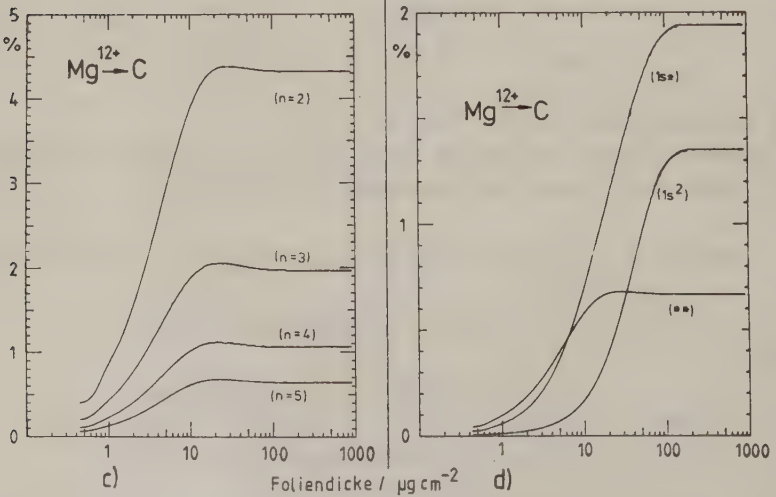
$$x_{\max} \approx (F_C/q) \cdot \ln(A/B) \text{ } \mu\text{g/cm}^2 \approx 9 \mu\text{g/cm}^2.$$

Tatsächlich tritt ein Maximum der angeregten Zustände (n) bei



Abbildungen 28a,b

(14+)- und (15+)Ladungszustände in Abhängigkeit von der Foliendicke beim Stoßsystem 125MeV $S \rightarrow C$



Abbildungen 28c,d

(11+)- und (10+)Ladungszustände in Abhängigkeit von der Foliendicke beim Stoßsystem 110MeV $Mg \rightarrow C$

etwa $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf (Abb.28a). Eine entsprechende Beobachtung lässt sich bei Einschuss mit $\text{S}^{15+}(1\text{s})$ Ionen bezüglich (1s^*) und andeutungsweise (1s^2) machen (Abb.28b).

Andere Zustände, die nicht unmittelbar oder stark über den Einschusszustand gefüttert werden, wachsen in der Regel monoton gegen ihre Besetzung im Zustandsgleichgewicht (bei entsprechend großen Targetdicken) an. Eine Ausnahme bildet der Zustand $(**)$. Hier wird eine starke Überhöhung gegenüber dem Gleichgewichtswert (ein ausgeprägtes Maximum) durch die starke Ankopplung an die (n) Zustände möglich. Anstieg und Abfall sind gegenüber der Entwicklung in den (n) Populationen steiler, da die ihrerseits ansteigenden angeregten H-ähnlichen Populationen füttern und auf der anderen Seite um einen Faktor 2 größere Ionisationsquerschnitte (2 Elektronen) wirksam werden.

Vergleichen wir mit Zustandsentwicklungen beim Stoßsystem $\text{Mg}^{12+} \rightarrow \text{C}$, so sind qualitativ gleiche Entwicklungstendenzen feststellbar; allerdings sind He- und Li-ähnliche Ladungszustände viel schwächer populierte und die n-Verteilung fällt zu höheren n (größere Ionisationsquerschnitte) steiler ab; auch sind die Maxima angeregter Mg^{11+} -Ionen, bedingt durch kleinere Einfangquerschnitte, wesentlich flacher und bei größeren Targetdicken lokalisiert.

Die Abhängigkeit der mittleren Ladung $\bar{q}$ von der Targetdicke (z.B. notwendig bei Cup-Normierung) lässt sich in guter Näherung abschnittsweise durch eine logarithmische Funktion beschreiben:

- a) $125\text{MeV } \text{S}^{16+} \rightarrow \text{C}$ ($1..200\mu\text{g}/\text{cm}^2$)

$$\bar{q}(x) = 15.9 - 0.26 \ln(x)$$

- b) $125\text{MeV } \text{S}^{15+} \rightarrow \text{C}$ ($1..10\mu\text{g}/\text{cm}^2$)

$$\bar{q}(x) = 15.0 - 0.20 \ln(x)$$

$$\bar{q} = 14.6 \text{ bei größeren Dicken.}$$

- c) $110\text{MeV } \text{Mg}^{12+} \rightarrow \text{C}$ ($1..70\mu\text{g}/\text{cm}^2$)

$$\bar{q}(x) = 12.3 - 0.14 \ln(x)$$

$$\bar{q} = 11.6 \text{ bei größeren Dicken.}$$

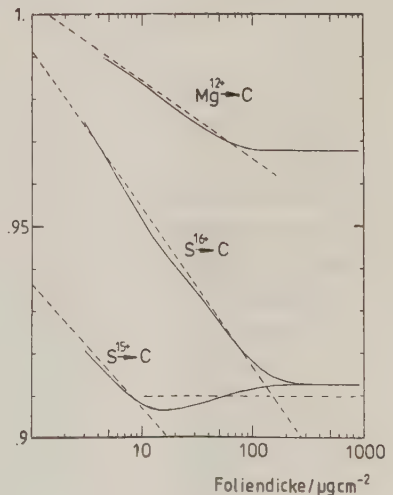
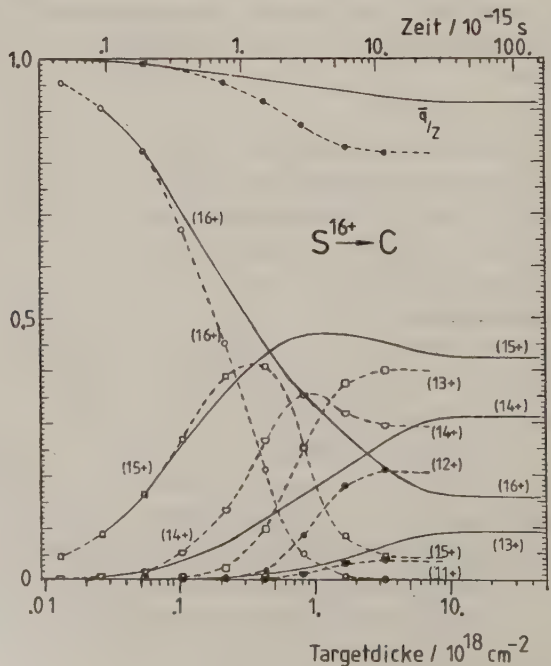


Abbildung 29

Vergleichen wir abschließend noch die Ladungsentwicklungen in C-Gasen ($\text{CH}_4, \text{C}_2\text{H}_2$ etc.) mit der in C-Folien (s. Tab.12 u. 15b): In der Folie müssen aufgrund der hohen Stoßfrequenz und damit vergleichsweise langen Lebensdauer angeregter Projektilzustände ($Z_p=10..20$) auch diese im Zustandssystem berücksichtigt werden. Die damit verbundenen hohen Ionisationsquerschnitte führen dazu, daß die mittlere Ladung nicht so schnell mit zunehmender Targetdicke abfällt wie im Gasfall, in dem angeregte nichtmetastabile Ionen vor jedem Stoß in die Grundzustandskonfiguration übergehen. Auch ohne größeres Mitwirken von Auger-Zerfällen tritt ein Unterschied von ≈ 1.5 in der mittleren Ladung $\bar{q}$ auf. (Bei dem Fit an die Ladungszustandsdaten von Scharfer et al., s. S.108 ($127\text{MeV } \text{S}^{9+} \rightarrow \text{C}$), müssen allerdings hohe Augerwahrscheinlichkeiten angenommen werden, d.h. von den hinter der Folie vorliegenden Ladungszuständen werden etwa 90% ($10+$) ($10+ \rightarrow 11+$), 80% ($11+$) ($11+ \rightarrow 12+$), und 55% ($12+$) ($12+ \rightarrow 13+$) durch Augerübergänge umgeladen; in diesen Fällen haben wir es aber auch mit Vielelektronen-Projektilsystemen zu tun).

Abbildung 30

Ladungszustands-
entwicklungen
bei den Stoß-
systemen 125MeV
 $\text{S}^{16+} \rightarrow \text{C}$ -Folien
(—) und $\text{S}^{16+} \rightarrow$
C-Gase (—).



Durchgeführte Experimente

KM	Folien	prompt: $S^{16+15+} \rightarrow C$
MA	Folien	wie KM; zusätzliche Absorberfolien (REC)
MG	Luft	prompt: $S^{16+15+14+} \rightarrow \text{Luft}$
MF	Folien	wie MA
MJ	Gase, Folien	prompt: $S^{16+15+} \rightarrow N, Ne$; $S^{16+15+} \rightarrow C$ bis $1.2 \mu g/cm^2$
MK	N_2 , Folien	prompt: $S^{16+} \rightarrow C$; verzögert: $S^{16+} \rightarrow N_2$, kurze D.
ML	N_2 , Folien	prompt: $S^{15+} \rightarrow C$; verzögert: $S^{16+} \rightarrow N_2$, kurze D.
MN, MO	N_2 , Folien	verzögert: $S^{16+} \rightarrow N_2$, kurze D.
u. MP		
MQ, MR	N_2	verzögert: $S^{16+} \rightarrow N_2$, große D.
MS, MT	Folien	prompt: $S^{16+} \rightarrow C$ mit Bi/Au beschichtet
MU	Folien	verzögert: (2s) Quenchexperiment
MV	Folie, Gas	wie MU mit N_2 ; prompt: $S^{16+15+} \rightarrow C$ (dicke Folien)
MW	Folien	prompt: $S^{16+15+}, Mg^{12+} \rightarrow C$ (90° und 45°)
MX	Gase	prompt: $S^{16+} \rightarrow N_2, He, Ne, CH_4$ (Relativmessung)

Abbildungen und Tabellen

Abbildung	Kurztitel	Seite
1a	Einfangquerschnitte $\sigma(n)$ nach OBKA, CDW, EA	19
1b,c,d	Einfangquerschnitte $\sigma(n,l)$ nach OBKA, CDW, EA	20
2	Übergänge $(n=2) \rightarrow (1s)$ bei H-ähnlichen Ionen	27
3	Interkombinationslinien $(1sn=2) \rightarrow (1s)$ ($Z=16$)	28
4	Stark-Aufspaltung bei $(2s)$ und $(2p)$	29
5a..d	Experimentelle Meßanordnungen	36-38
6a	Röntgenspektren (charakteristische Strahlung)	39
6b	Spektren und Linienfit	41
7a,b	REC-Spektren mit Störlinien	42-44
8	2E1-Spektrum mit K_{α} - und Ly_{α} -Linie und Fit	45
9	Röntgendetektor-Efficiencies	47
10	Abb. zur Raumwinkelberechnung (Linienquelle)	49
11	Raumwinkel bei untersch. Blendenpositionierung	50
12	Selbstabsorption in der Targetfolie	51
13	Energieverlust: $125\text{MeV } S \rightarrow C$ und $110\text{MeV } Mg \rightarrow C$	53
14	Verzögerte Strahlung H-ähnlicher S-Ionen	64
15	Raten bei Dipolübergängen H-ähnrl. S-Ionen	66
16	Übergänge und Raten $(1sn=2) \rightarrow (1s^2)$ für $Z=16$	68
17	Verzögerte 2E1- und K_{α} -Strahlung (S)	70
18a,b	2E1-, K_{α} -, Ly_{α} -Intensitäten bei Druckvariation	73
19a	Populationsentwicklung bei Doppelfolienexp.	89
19b	2E1-Intensitäten bei Target-Foliendickenvar.	90
20a..d	Ly -, K-Intens. und Fit ($S \rightarrow C$)	103
21a,b	REC-Intensitäten und Fit ($S \rightarrow C$)	104
21c,d	Ladungsentwicklungen und Fit ($S \rightarrow C$)	104
22a..d	Intensitätsbeiträge (innen und außen): $S \rightarrow C$	107
23a,b	2E1-Intensitäten und Fit ($S \rightarrow C$)	108
24	Ladungsentwicklung und Fit ($S^{9+} \rightarrow C$)	108
25a,b	l-Verteilung nach CDWA in Abh. von v und Z	111
26a..c	Ly -, K- und REC-Intensitäten und Fit ($Mg \rightarrow C$)	114
26d	Ladungszustandsentwicklung ($Mg \rightarrow C$)	114
27	Ladungszustandsentwicklung ($Mg \rightarrow C$)	114

Abbildungen und Tabellen (Fortsetzung)

Abbildung	Kurztitel	Seite
27a,b	Intensitätsbeitr. (innen und außen): $Mg \rightarrow C$	116
28a,b	Zustandsentwicklungen S^{15+}, S^{14+}	118
28c,d	Zustandsentwicklungen Mg^{11+}, Mg^{10+}	118
29	Mittlere Ladung bei verschiedenen Foliendicken	119
30	Ladungsentwicklungen in Folie und Gas	120

Tabelle	Kurztitel	Seite
1	Detektor-Absorberschichtdicken	48
2	Effektive Targetkernl. und -bindungsenergien	56
3	Gemessene Einfangquerschnitte ($S^{16+} \rightarrow \text{Gase}$)	56
4	Gemessene Einfangquerschnitte ($S^{15+} \rightarrow \text{Gase}$)	56
5	Einfangq.s. nach CDWA, OBKA, EA ($S^{16+} \rightarrow \text{Gase}$)	57
6	Ly-Intensitätsverhältnisse und Vergleich	57
7	(1s)Anregungsquerschnitte; Vergl. mit 1.Born	58
8	Kaskadenbeiträge nach CDWA	59
9	Verzögerte 2E1-, Ly α -Intensitäten nach CDWA	62
10	S-Ionen: Bindungsenergien bei versch. Konfig.	67
11	Lebensd., Zerfallsraten u. -längen ($S^{15+,14+}$)	69
12	Wirkungsquerschnitte für $S^{16+} \rightarrow N_2, C\text{-Gas}$	72
13	Ly-Intens.verh. bei versch. (n,l)-Besetzungen	93
14a	Vgl. 1-Verteilung nach Gas- und Folientarget <u>S</u>	97
14b	Vgl. 1-Verteilung nach Gas- und Folientarget <u>Mg</u>	111
15a	Anisotropie der Projektilstrahlung : S	98
15b	Anisotropie der Projektilstrahlung : Mg	109
16a	Querschnittsatz für 125MeV $S \rightarrow C$ vor dem Fit	101
16b	Querschnittsatz für 125MeV $S \rightarrow C$ nach dem Fit	102
17a,b	Querschnittsatz (110MeV $Mg \rightarrow C$) vor, nach Fit	113

Atomare Maßeinheiten

Verwendete Symbole: Zustände im wasserstoffähnlichen Atom
Kernladungszahl Z , Hauptquantenzahl n , Elektronenmasse m_e ,
Planksches Wirkungsquantum h , Dielektrizitätskonstante im
Vakuum ϵ_0 , Vakuumlichtgeschwindigkeit c , Elementarladung e

Elektronengeschwindigkeit

$$v_n = Z v_0 / n \quad [=Z/n]$$

$$v_0 = e^2 / (4\pi\epsilon_0 \hbar) = \alpha c = 2.19 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

mit der Feinstrukturkonstante

$$\alpha = v_0 / c = 1/137$$

Elektronenradius

$$a_n = n^2 a_0 / Z \quad [=n^2/Z]$$

mit Bohr'schem Radius

$$a_0 = \hbar / (m_e v_0) = .529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Bindungsenergie

$$\epsilon_n = -\epsilon_0 (Z/n)^2 / 2 \quad [=-(Z/n)^2 / 2]$$

mit 1Hartree

$$\epsilon_0 = m_e v_0^2 = 2 \cdot 13.6 \text{ eV} = 27.2 \text{ eV}$$

Elektronenmasse

$$m_e = .511 \text{ MeV}/c^2 = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

Kreisfrequenz

$$\omega_n = \omega_0 Z^2 / n^3 \quad [=Z^2/n^3]$$

mit

$$\omega_0 = v_0 / a_0 = 4.14 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$$

und Umlaufzeit

$$\tau_n = \tau_0 n^3 / Z^2 \quad [=n^3/Z^2]$$

mit

$$\tau_0 = a_0 / v_0 = 1/\omega_0 = 2.42 \cdot 10^{-17} \text{ s}$$

In atomaren Einheiten [] ist $4\pi\epsilon_0 = \hbar = e = m_e = 1$!

$(4\pi\epsilon_0 = .111 \cdot 10^{-9} \text{ As}/(\text{Vm}))$.

Andere Formulierung des OBKA-Einfangquerschnittes (3.6)

$$\sigma_{\text{is-n}} = 28\pi Z_P^5 Z_T^5 / [5n^3 v^2 (Z_T^2 + (v/2 - \varepsilon/v)^2)^5] \text{ in } \pi a_0^2$$

mit $\varepsilon = (Z_T^2 - (Z_P/n)^2) / 2$.

Eikonal-Skalierungsfaktor (S.16) für $Z_T^{\text{eff}} = Z_T$
(Plausible Annahme nach Eichler)

$$\alpha(n) = A \cdot B \cdot \exp[-2\bar{v}^{-1} / \tan((0.5 - \eta)\bar{v})]$$

$$\bar{v} = v/Z_T = v/v_K, \quad v_K \text{ Target-K-Schalengeschw.}$$

$$A = \bar{v}^{-1} / \sinh(\pi \bar{v}^{-1})$$

$$B = .271 + .167/\bar{v}^2 + .833\eta + .417\eta^2$$

$$\eta = \varepsilon/v^2 = (Z_T^2 - (Z_P/n)^2) / (2v^2)$$

$$\sigma = \alpha \sigma^{\text{OBKA}}$$

Zweikomponenten-Zustandssystem (S.32)

Zustände Y_1, Y_2 und $Y_1(0)=1., Y_2(0)=0.$

mit Querschnitten $\sigma(1,2), \sigma(2,1)$ und $\sigma_t = \sigma(1,2) + \sigma(2,1)$

Lösungen:

$$Y_1(x) = [\sigma(2,1) + \sigma(1,2) \exp(-\sigma_t x)] / \sigma_t$$

$$Y_2(x) = [\sigma(1,2) + \sigma(1,2) \exp(-\sigma_t x)] / \sigma_t$$

Bethe-Formel (s. S. 8) (Annalen der Physik 5(1930)325):

$$\int d\underline{R} \exp(i\underline{q}\underline{R}) / |\underline{R} - \underline{r}| = 4\pi \exp(i\underline{q}\underline{r}) / q^2$$

(1s)Wellenfunktion eines wasserstoffähnlichen Atoms

$$\varphi_{1s} = (\pi)^{-1/2} Z_T^{3/2} \exp(-Z_T x_T) = (2\pi)^{-1/2} \int d\underline{q} \exp(i\underline{q}\underline{r}_T) \cdot \bar{\varphi}_{1s}(\underline{q})$$

und Fouriertransformierte

$$\bar{\varphi}_{1s}(\underline{q}) = (2Z_T^5)^{1/2} / [\pi(q^2 + Z_T^2)]^{3/2}.$$

Dirac'sche Deltafunktion

$$\delta(\underline{r}) = (2\pi)^{-3} \int d^3k \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$$

Targetdickenumrechnung

Folie	Gas (17°C)
$\times [\mu\text{g}/\text{cm}^2] / 20 = \times [10^{18} \text{cm}^{-2}]$	$p [\text{torr}] \cdot 3.33 \cdot 1 [\text{cm}] = \times [10^{16} \text{cm}^{-2}]$

Targetelektronengeschwindigkeit und -energie im Projektilsystem bei Vernachlässigung der Eigenbewegung

$$v = (2E / (1836 \cdot M \cdot 27.2 \cdot 10^{-6}))^{1/2} \approx (40E/M)^{1/2} \text{ in } v_0$$

$$E_{\text{kin}} = E / (1836 \cdot M \cdot 10^{-6}) \text{ eV} \approx 545E/M \text{ eV}$$

(E kinetische Energie des Projektilions in MeV, M Massenzahl)

Fock'sche Summenregeln (V.Fock: Z.d.Phys. 98(1935)145):

$$\sum_{lm} |f(\underline{p})|^2 = 8n^2 (Z_P/n)^5 / [\pi^2 ((Z_P/n)^2 + p^2)^4]$$

$$\sum_{lm} |g(\underline{p})|^2 = 2 (Z_P/n)^3 / [\pi^2 ((Z_P/n)^2 + p^2)^2]$$

$$g(\underline{p}) = (2\pi)^{-3/2} \int d\underline{r} \exp(i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}) \cdot \varphi(\underline{r}) / r$$

(s.a. R.M. May Phys.Rev. 136 No.3A(1964)669).

Skalierung von Wirkungsquerschnitten

Projektilgeschwindigkeit v: siehe Seite 98

Projektilladung $Z_P(q)$: siehe Seite 109

Targetladung Z_T : PWBA Z_T^2 , CDWA $Z_T^{1.5}$ ($Z_T = 6..10$) und S. 13 (3.6)

- S.K.Allison
EXPERIMENTAL RESULTS ON CHARGE-CHANGING COLLISIONS OF HYDROGEN
AND HELIUM ATOMS AND IONS AT KINETIC ENERGIES ABOVE 0.2keV
Rev.Mod.Phys. 30(1958)1137
(s.a. M.Garcia-Ruoz (1962) ATOMIC AND MOLECULAR PROCESSES,
D.R.Bates ed., Acad.Press NewYork)
- R.Anholt,S.A.Andriamonte,E.Morenzoni,Ch.Stoller,
J.D.Molitoris,W.E.Meyerhof
OBSERVATION OF RADIATIVE CAPTURE IN RELATIVISTIC HEAVY-
ION-ATOM COLLISIONS
Phys.Rev.Lett. 53 No.3(1984)234
- D.R.Bates,A.Dalgarno
ELECTRON CAPTURE I: RESONANCE CAPTURE FROM HYDROGEN ATOMS
BY FAST PROTONS
Proc.Phys.Soc. A65(1952)919
- D.R.Bates,A.Dalgarno
ELECTRON CAPTURE III: CAPTURE INTO EXCITED STATES IN
ENCOUNTERS BETWEEN
HYDROGEN ATOMS AND FAST PROTONS
Proc.Phys.Soc. A66(1953)972
- D.Belkic
HIGH-ENERGY BEHAVIOUR OF THE TRANSITION PROBABILITIES AND
TOTAL CROSS SECTIONS FOR CHARGE EXCHANGE / CORRIGENDUM
J.Phys.B,Atom.Mol.Phys. 10(1977)3491 / 12(1979)337
- D.Belkic,R.Gayet
ELECTRON CAPTURE FROM ATOMIC HYDROGEN BY FAST PROTONS AND
ALPHA PARTICLES
J.Phys.B,Atom.Mol.Phys. 10 No.10(1977)1911
- Dz.Belkic,R.Gayet,A.Salin
ELECTRON CAPTURE IN HIGH-ENERGY ION-ATOM COLLISIONS
Phys.Rep. 56 No.6(1979)279
- H.A.Bethe
ZUR THEORIE DES DURCHGANGES SCHNELLER KORPUSKULARSTRAHLEN
DURCH MATERIE
Ann.Phys. V.5(1930)325
- H.A.Bethe,E.E.Salpeter
HANDBUCH DER PHYSIK, VOL.XXXV
(S.Flügge ed., Springer, New York, 1957)
- H.D.Betz,F.Bell,H.Panke
CHARGE STATE EFFECTS IN HEAVY ION X-RAY PRODUCTION
J.Phys.B,Atom.Mol.Phys. 7 No.15(1974)418
- H.D.Betz,L.Grodzins
CHARGE STATES AND EXCITATION OF FAST HEAVY IONS PASSING
THROUGH SOLIDS: A NEW MODEL FOR THE DENSITY EFFECT
Phys.Rev.Lett. 25 No.4(1970)211
- H.D.Betz
CHARGE STATES AND CHARGE-CHANGING CROSS SECTIONS OF FAST
HEAVY IONS PENETRATING THROUGH GASEOUS AND SOLID MEDIA
Rev.Mod.Phys. 44 No.3(1972) u. At.Data IIa (1972)
- H.D.Betz,D.Röschenthaler,J.Rothermel
ON THE PRODUCTION OF HIGHLY EXCITED STATES OF FAST IONS
EMERGING FROM SOLID TARGETS
Nucl.Inst.Meth. or Phys.Rev. 20.9.1982
- W.S.Bickel,K.Jensen,C.S.Newton,E.Veje
MULTI-COLLISIONAL MOLECULAR ORBITAL MODEL FOR THE BEAM-FOIL
INTERACTION PROCESSES
Nucl.Inst.Meth. 90(1970)309
- N.Bohr,J.Lindhard
ELECTRON CAPTURE AND LOSS BY HEAVY IONS PENETRATING THROUGH
MATTER
Dan.Mat.Fys.Medd. 28 No.7(1954)1

- J. S. Briggs, L. Dube
THE SECOND BORN APPROXIMATION TO THE ELECTRON TRANSFER CROSS
SECTION
J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 12 (1980) 771
- H. C. Brinkman, H. A. Kramers
ZUR THEORIE DER EINFANGUNG VON ELEKTROKEN DURCH ALPHA-TEILCHEN
Proc. Acad. Sci. 33 (1930) 973
- R. Bruch, L. J. Dube, E. Träbert, P. H. Heckmann, B. Raith, K. Brand
ELECTRON CAPTURE TO RYDBERG STATES: C⁴⁺ IN COLLISIONS WITH H₂
J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 15 (1982) L857
- T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr., N. Wassermann, J. D. McDowell
CALCULATED IONIZATION POTENTIALS FOR MULTIPLY CHARGED IONS
Atom. Data 2 (1970) 63
- F. T. Chan, J. Eichler
ELECTRON CAPTURE INTO ARBITRARY n, l LEVELS OF FAST PROJECTILES
Phys. Rev. A 20 No. 5 (1979) 1841 u. Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 58
- I. M. Cheshire
CONTINUUM DISTORTED WAVE APPROXIMATION: RESONANT CHARGE
TRANSFER BY FAST PROTONS IN ATOMIC HYDROGEN
Proc. Phys. Soc. 84 (1964) 89
- R. B. Clark, I. S. Grant, R. King, D. A. Eastham, T. Joy
EQUILIBRIUM CHARGE STATE DISTRIBUTION OF HIGH ENERGY HEAVY IONS
Nucl. Inst. Meth. 133 (1979) 17
- E. R. Cohen, K. M. Crowe, J. W. M. DuMond
FUNDAMENTAL CONSTANTS OF PHYSICS: LINEAR LEAST-SQUARES FITTING
Intersc. Publ. Inc., Chap. 7 (1957), New York
- M. C. Cross
CHARGE STATES OF FAST PROTONS IN SOLIDS
Phys. Rev. B 15 No. 2 (1977) 602
- D. S. F. Crothers
FIRST-(SECOND-) ORDER CONTINUOUS-DISTORTED-WAVE DOUBLE
SCATTERING nlm TRANSITIONS
J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 18 (1985) 2879 u. 2893
- J. P. Desclaux
A MULTICONFIGURATION RELATIVISTIC DIRAC-FOCK PROGRAM
Comp. Phys. 9 (1975) 31
- K. Dettmann, G. Leibfried
REARRANGEMENT COLLISIONS FOR HIGH ENERGIES (LINEAR MODEL)
Zeitschr. Phys. 210 (1968) 43
- K. Dettmann, G. Leibfried
HIGH ENERGY LIMIT IN REARRANGEMENT COLLISIONS
Zeitschr. Phys. 218 (1969) 1
- R. M. Drisco
SECOND-BORN-APPROXIMATION (unpublished)
PhD. thesis, Carnegie Inst. of Tech., Pittsburgh, 1955
- L. J. Dube
MULTIPLE-SCATTERING APPROACHES TO THE ELECTRON TRANSFER PROCESS:
I. SOME CALCULABLE APPROXIMATIONS
J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 17 (1984) 641
- L. J. Dube, J. Eichler
STRUCTURAL AND ASYMPTOTIC PROPERTIES OF THE EIKONAL
APPROXIMATION FOR ELECTRON CAPTURE
J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 18 (1985) 2467
- J. Eichler, F. T. Chan
APPROACH TO ELECTRON CAPTURE INTO ARBITRARY PRINCIPAL SHELLS
OF ENERGETIC PROJECTILES
Phys. Rev. A 20 No. 1 (1979) 104

- T.F. Gallagher, S.A. Edelstein, R.M. Hill
COLLISIONAL ANGULAR-MOMENTUM MIXING OF RYDBERG STATES OF
Na BY He, Ne AND Ar
Phys. Rev. A 15 No. 5 (1977) 1945
- T.P. Grosdanov, M.C.R. McDowell
A CLASSICAL TRAJECTORY MONTE CARLO STUDY OF COLLISIONS OF
He²⁺ WITH H IN A STRONG MAGNETIC FIELD
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 18 (1985) 921
- J.D. Jackson, H. Schiff
ELECTRON CAPTURE BY PROTONS PASSING THROUGH HYDROGEN
Phys. Rev. 89 No. 2 (1953) 359
- J.B. Hasted
PHYSICS OF ATOMIC COLLISIONS
Butterworths adv. Phys. Series, London 1964
- W. Henneberg
ANREGUNG VON ATOMEN IN INNEREN SCHALEN DURCH LANGSAME PROTONEN
UND α -TEILCHEN
Zeitschr. Phys. 86 (1933) 592
- A.P. Hickman
COLLISIONS OF RYDBERG ATOMS IN AN ELECTRIC FIELD: CALCULATIONS
USING HYDROGENIC WAVE FUNCTIONS IN PARABOLIC COORDINATES
Phys. Rev. A 28 No. 1 (1983) 111
- T.S. Ho, M. Lieber, F.T. Chan
EIKONAL APPROXIMATION FOR CHARGE TRANSFER FROM A MULTI-
ELECTRON-ATOM TO FAST PROJECTILES
Phys. Rev. A 24 No. 6 (1981)
- D.H. Jakubassa-Amdur, R. Höppler, H.D. Betz
RADIATIVE ELECTRON CAPTURE IN FAST ION-ATOM COLLISIONS
J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 17 (1984) 3943
- M. Kleber, D.H. Jakubassa
RADIATIVE ELECTRON CAPTURE IN HEAVY ION COLLISIONS
Nucl. Phys. A252 (1975) 152
- H.W. Kugel, M. Javenchal, D.E. Murnick
HYDROGENIC-CARBON LAMB SHIFT STUDIED VIA MOTIONAL ELECTRIC
FIELD QUENCHING
Phys. Rev. A 6 No. 4 (1972) 1306
- C.D. Lin, S.C. Soong, L.N. Tunnell
TWO-STATE ATOMIC EXPANSION METHODS FOR ELECTRON CAPTURE FROM
MULTIELECTRON ATOMS BY FAST PROTONS
Phys. Rev. A 17 No. 5 (1978) 1646
- C.D. Lin, S.C. Soong
DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS FOR ELECTRON CAPTURE IN FAST
PROTON-MULTIELECTRON-ATOM COLLISIONS
Phys. Rev. A 18 No. 2 (1978) 499
- D.H. Madison, E. Merzbacher
ATOMIC INNER SHELL PROCESSES
I (1975) 1
- R.A. Mapleton
ELECTRON CAPTURE FROM ATOMIC HYDROGEN (He(1s₂)) BY PROTONS
Phys. Rev. 122 (1961) 528 / 126 (1962) 1477
- P. Marlier, E. Sheldon
PHYSICS OF NUCLEI AND PARTICLES
Acad. Press, New York a. London 1 (1971) 590
- T. Mayer-Kuckuk
ATOM- / KERNPHYSIK
Teubner V., Stuttgart (1980/79)
- M.R.C. McDowell, J.P. Coleman
INTRODUCTION TO THE THEORY OF ION-ATOM COLLISIONS
North-Holl. Publ. Comp., Amst. - London (1970)
- R. Marrus
FORBIDDEN DECAY MODES OF ONE- AND TWO-ELECTRON IONS (M1, 2E1)
Nucl. Inst. Meth. 110 (1973) 333

- R. Marrus, P. J. Mohr
ADVANCES IN ATOMIC AND MOLECULAR PHYSICS
D. R. Bates ed., Acad. Press (1976)
- Messiah I u. II (1976)
QUANTENMECHANIK I UND II
W. Degruyter, Berlin NewYork (1979)
- N. F. Mott, H. S. W. Massey
THE THEORY OF ATOMIC COLLISIONS
Oxford at the Clarendon Press, 1965
- L. C. Northcliffe, R. F. Schilling
RANGE AND STOPPING-POWER TABLES FOR HEAVY IONS
Nucl. Data Table 7 No. 3-4 (1970)
- K. Omidvar
SEMICLASSICAL FORMULA FOR THE RADIATIVE MEAN LIFETIME OF THE
EXCITED STATES OF THE HYDROGENLIKE ATOMS
Phys. Rev. A 26 No. 6 (1982) 3053
- J. R. Oppenheimer
ON THE QUANTUM THEORY OF THE CAPTURE OF ELECTRONS
Phys. Rev. 31 (1928) 349
- J. Palinkas, B. Schenk
EFFICIENCY CALIBRATION OF A Si(Li) X-RAY DETECTOR IN THE
1.5-60keV ENERGY REGION
Nucl. Inst. Meth. 169 (1980) 493
- H. Panke, F. Bell, H. D. Betz, W. Stehling
LIFETIME MEASUREMENTS OF PROMPT MULTIPLY TRANSITIONS IN
HIGHLY STRIPPED PROJECTILE IONS
Nucl. Inst. Meth. 132 (1976) 1
- F. A. Parpia, W. R. Johnson
RADIATIVE DECAY RATES OF METASTABLE ONE-ELECTRON ATOMS
Phys. Rev. A 26 No. 2 (1982) 1142
- A. R. P. Rau
ATOMS IN ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS:
SPECTRUM NEAR THE IONIZATION LIMIT
Comm. Atom. Mol. Phys. 10 No. 1 (1980) 19
- W. A. Reed, P. Eisenberger, K. C. Pandey, L. C. Snyder
ELECTRON MOMENTUM DISTRIBUTION IN GRAPHITE
Phys. Rev. B 10 (1974) 1507
- F. Ried
GASPAR - AUTOMATISCHER SPEKTRENFIT
Jahresb. Besch. Lab. Univ. München (1977) 167
- D. Rösenthaller, H. D. Betz, J. Rothermel, D. H. Jakubassa-Amundsen
IONISATION OF FAST RYDBERG IONS IN COLLISION WITH TARGET ATOMS
J. Phys. B. Atom. Mol. Phys. 16 (1983) 233
- D. Rösenthaller
ELEKTRONEINFANG IN RYDBERGZUSTÄNDE
Dissertation, München (1983)
- J. Rothermel, H. D. Betz, F. Bell, V. Zacek
FOIL-EXCITED RYDBERG STATES OF FAST OXYGEN AND SULFUR IONS
Nucl. Inst. Meth. 363 (1982)
- J. P. Rozet, P. Chevallier, P. Legagneux-Piquemal, A. Chetoui, C. Stephan
CAPTURE CROSS SECTIONS IN HIGHLY EXCITED P STATES OF Ar^{17+} IN
HIGH-VELOCITY COLLISIONS OF 250 MeV Ar^{18+} ON N_2
J. Phys. B. Atom. Mol. Phys. 18 (1985) 943
- A. Salin
CALCULATIONS ON HIGH-ENERGY CHARGE TRANSFER WITH THE
CONTINUUM DISTORTED WAVE METHOD
J. Phys. B. Atom. Mol. Phys. 3 (1970) 937

A. Salop

THE DISTRIBUTION OF EXCITATION RESULTING FROM ELECTRON CAPTURE
IN STRIPPED-ION-HYDROGEN-ATOM COLLISIONS
J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 12 No. 6 (1979) 919

U. Scharfer, C. Henrichs, J. D. Fox, P. v. Brentano, L. Degener
CHARGE DISTRIBUTIONS OF SULFUR IONS AT ENERGIES
BETWEEN 70 AND 140 MeV
Nucl. Inst. Meth. 146 (1977) 573

A. S. Schlachter, J. W. Stearns, W. G. Graham, K. H. Berkner,

R. V. Pyle, J. A. Tanis
ELECTRON CAPTURE FOR FAST HIGHLY CHARGED IONS IN GAS TARGETS:
AN EMPIRICAL SCALING RULE
Phys. Rev. A 27 No. 11 (1983)

J. H. Scofield

RADIATIVE TRANSITIONS
in Atom. Inn. Sh. Processes, B. Crasemann ed., New York-San Fr.-
London; s.a. At. Data, Nucl. Data Tab. 14 (1974) 121

J. C. Slater

ATOMIC SHIELDING CONSTANTS
Phys. Rev. 36 (1930) 57

E. Spindler, H. D. Betz, F. Bell

INFLUENCE OF RETARDATION ON THE ANGULAR DISTRIBUTION OF
RADIATIVE ELECTRON CAPTURE
Phys. Rev. Lett. 42 No. 13 (1979) 832

M. Stobbe

ZUR QUANTENMECHANIK PHOTOELEKTRISCHER PROZESSE
Diss. Göttingen (1930)

E. Storm, H. Israel

PHOTON CROSS SECTIONS FROM 1 keV TO 100 MeV FOR ELEMENTS Z=1..100
Nucl. Data Tables A7 No. 6 (1970)

K. Takayanagi

COLLISION PROCESSES INVOLVING HIGHLY-EXCITED ATOMS
Comm. Atom. Mol. Phys. 6 No. 5-6 (1977) 177

J. A. Tanis, S. M. Shafrath

TARGET-THICKNESS DEPENDENCE OF RADIATIVE ELECTRON CAPTURE
IN HEAVY-ION COLLISIONS
Phys. Rev. Lett. 40 No. 18 (1978)

J. A. Tanis, E. M. Bernstein, W. G. Graham, M. Clark, S. M. Shafrath,
B. M. Johnson, K. W. Jones

RESONANT BEHAVIOR IN THE PROJECTILE X-RAY YIELD ASSOCIATED
WITH ELECTRON CAPTURE IN S + Ar COLLISIONS
Phys. Rev. Lett. 49 No. 18 (1982) 1325

L. H. Thomas

ON THE CAPTURE OF ELECTRONS BY SWIFTLY MOVING ELECTRIFIED
PARTICLES
Roy. Soc. Proc. A114 (1927) 561

J. J. Thomson

IONIZATION BY MOVING ELECTRIFIED PARTICLES
Phil. Mag. 23 (1912) 449

K. Ueda, Y. Ashizawa, K. Fukuda

COLLISION-INDUCED DIPOLE TRANSITIONS ASSOCIATED WITH
HIGH-LYING STATES: CALCIUM IN RARE GASES

J. Phys. Soc. Japan 50 No. 2 (1981) 623

RUBIDIUM IN XENON

J. Phys. Soc. Japan 50 No. 4 (1981) 1330

WM. J. Veigele

PHOTON CROSS SECTIONS, 0.1 keV TO 1 MeV
Atomic Data 5 No. 1 (1973) 52

C. J. Woods, C. J. Soffield, N. E. B. Cowern, M. Murrell, J. Draper

COMPARISON OF CHARGE-CHANGING CROSS SECTIONS IN GASEOUS AND
SOLID TARGETS

J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. 17 (1984) 867

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. H.D.Betz für die Überlassung der Arbeit und sein förderliches Interesse an ihr.

Für ihre Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente möchte ich meinen Studienkollegen H.Böckl, R.Spies und R.Schramm danken.

Herrn Schuhmann danke ich für Hinweise und praktische Hilfe bei Kammer- und Gastargetkonstruktionen, ebenso wie den Beschäftigten der Feinmechanik-Werkstatt für die Sorgfalt beim Bau der Werkstücke.

Daneben möchte ich Frl. Hierzberger für die Anfertigung mancher Zeichnungen, Herrn Kolmeder für die prompte Beseitigung mitunter aufgetretener elektrischer oder elektronischer Mängel und den Operateuren für ihre Geduld bei der Strahlfädelung danken.

Lebenslauf

Geboren am 06.03.1955 in München

Unverheiratet

Schulzeit	1961-1966	Knabenschule in Murnau/Obb.
	1966	Volksschule in Unterföhring bei München
	1966-1975	Luitpold-Gymnasium in München
Wehrdienst	1975-1976	Leipheim/Ulm u. Fürstenfeldbruck
Studium	WS1976-1982	Physik mit Abschluß Diplom an der Ludwig-Maximilians-Universität in München
Beruf	seit 1983	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Sektion Physik in Garching (Promotion)

